

531.9
Ф 88
УДК 539.1

Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела, А.Р. Шульман, С. А. Фридрихов, монография, Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1977 г.

Книга посвящена вторично-эмиссионным методам исследования поверхностных и объемных свойств твердого тела. В основе этих методов лежат разнообразные физические явления, наблюдаемые при взаимодействии с твердым телом электронов малых и средних энергий (от 1 эВ до 100 кэВ). В книге рассматриваются физические основы методов дифракции медленных электронов (ДМЭ), электронной оже-спектроскопии (ЭОС) и характеристических потерь энергии электронов (ХПЭ), описываются различные способы приготовления образцов (мишеней), методы очистки поверхности, источники моноэнергетических пучков первичных электронов, методы измерения основных величин, характеризующих зарядку диэлектриков, электронно-возбужденную проводимость (ЭВП), вторичную электронную эмиссию (ВЭЭ), упругое и неупругое рассеяние электронов в твердых телах. Большое внимание уделено специфике методов изучения неметаллических объектов в условиях, когда можно исключить побочные эффекты. Описываются элементы экспериментальной аппаратуры и современные способы регистрации и обработки результатов экспериментов с применением автоматики и ЭВМ.

Рис. 263. Таблиц 5. Библ. названий 1500.

Ф $\frac{20403 - 007}{053 (02) - 11}$ БЗ - 31-4-76

С Главная редакция
физико-математической литературы
издательства «Наука», 1977

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	1
Глава I. Вторичная электронная эмиссия, электронно-возбужденная проводимость и зарядка твердых тел	11
§ 1. Явления, наблюдаемые при электронной бомбардировке твердых тел	11
§ 2. Неравновесные электроны, дырки и коллективные возбуждения, возникающие в твердом теле при электронной бомбардировке	13
§ 3. Вторичная электронная эмиссия на отражение	17
§ 4. Вторичная электронная эмиссия на прострел	27
§ 5. Электронно-возбужденная проводимость полупроводников и диэлектриков	32
§ 6. Зарядка поверхности диэлектриков и изолированных металлических мишеней при электронной бомбардировке	47
Глава II. Физические основы вторично-эмиссионных методов исследования поверхностных и объемных свойств твердого тела	71
§ 1. Упругое и квазиупругое отражение электронов	71
§ 2. Дифракция медленных электронов	100
§ 3. Анизотропия вторичной электронной эмиссии и электронно-возбужденной проводимости монокристаллов	121
§ 4. Неупругое рассеяние электронов	136
§ 5. Ионизационная спектроскопия твердого тела	150
§ 6. Спектроскопия характеристических потерь энергии электронов в твердых телах	159
§ 7. Электронная оже-спектроскопия	173
Глава III. Основные элементы экспериментальных приборов и способы приготовления объектов исследования	187
§ 1. Накапливаемые источники первичных электронов	187
§ 2. Термокатоды электронных пушек	189
§ 3. Пространственные и энергетические неоднородности электронных пучков	191

§ 4. Пушки для получения электронов малых энергий	196
§ 5. Электронные селекторы скоростей (электронные монохроматоры)	201
§ 6. Пушки для получения электронов средних и больших (до 100 кэВ) энергий	207
§ 7. Состояние поверхности мишени. Вакуумные условия.	213
§ 8. Массивные монокристаллические мишени	221
§ 9. Плечные мишени и методы измерения толщины пленок	223
§ 10. Коллекторы вторичных электронов	232
Глава IV. Методы измерения коэффициентов вторичной электронной эмиссии, упругого и неупругого отражения электронов	237
§ 1. Приборы для измерения коэффициента ВЭЭ твердых тел на отражение	237
§ 2. Приборы для измерения коэффициента ВЭЭ жидкостей	244
§ 3. Электрические схемы для измерения коэффициента ВЭЭ	248
§ 4. Влияние паразитных токов	251
§ 5. Измерение коэффициентов неупругого и упругого отражения электронов	264
§ 6. Особенности экспериментальной техники при работе с медленными первичными электронами	265
Глава V. Методы измерения пробегов электронов в твердом теле	269
§ 1. Методы измерения эффективных пробегов первичных электронов в веществе, пропущаемости тонких пленок и ВЭЭ на прострел	269
§ 2. Методы измерения глубины выхода различных групп вторичных электронов	276
Глава VI. Методы исследования пространственных, временных и амплитудных распределений электронов при упругом отражении и вторичной электронной эмиссии	287
§ 1. Приборы для исследования дифракции медленных электронов	287
§ 2. Приборы для исследования пространственного распределения истинно-вторичных и неупруго отраженных электронов	292
§ 3. Способы измерения временной дисперсии ВЭЭ	299
§ 4. Методы исследования амплитудных распределений для отдельных актов ВЭЭ («статистика» ВЭЭ)	305
Глава VII. Методы исследования вторичной электронной эмиссии диэлектриков	321
§ 1. Явления, мешающие изучению ВЭЭ диэлектриков	321
§ 2. Методы измерения коэффициентов ВЭЭ диэлектриков в стационарном режиме	322
§ 3. Методы измерения коэффициентов ВЭЭ в нестационарном режиме	325
§ 4. Метод периодических импульсов	332

§ 5. Метод одиночных импульсов	335
§ 6. Выбор режима работы установки и параметров импульсной схемы при измерении коэффициентов ВЭЭ в режиме одиноч- ных импульсов	345
§ 7. Особенности импульсной методики измерения распределения вторичных электронов по энергиям в случае диэлектрических мишеней	355
§ 8. Методы исследования ВЭЭ, усиленной полем	358
 Г л а в а VIII. Методы измерения потенциала поверхности диэлект- рических и полупроводниковых мишеней	367
§ 1. Статические и квазистатические методы измерения потен- циала поверхности диэлектриков	367
§ 2. Импульсные методы измерения потенциала поверхности ди- электриков	378
§ 3. Измерение потенциала поверхности с помощью зеркального электронного микроскопа	389
§ 4. Оптические методы измерения потенциала поверхности ди- электрических мишеней	393
 Г л а в а IX. Методы исследования электронно-возбужденной про- водимости полупроводников	400
§ 1. Статические методы измерения поперечной ЭВП полупро- водников	400
§ 2. Динамические методы измерения поперечной ЭВП полупро- водников	407
§ 3. Выбор материала электродов и краевые эффекты при изуче- нии поперечной ЭВП полупроводников	415
§ 4. Бесконтактный СВЧ-метод исследования ЭВП полупровод- ников	420
§ 5. Измерение продольной ЭВП в приповерхностных $p-n$ -пе- реходах	422
 Г л а в а X. Методы исследования электронно-возбужденной прово- димости диэлектриков	427
§ 1. Приборы для исследования продольной ЭВП диэлектриков	427
§ 2. Паразитные эффекты, связанные с наличием металлических электродов	430
§ 3. Электрические схемы для измерения коэффициента продоль- ной ЭВП диэлектриков	433
§ 4. Способы нейтрализации объемного заряда	435
§ 5. Использование ЭВП для определения параметров ловушек и неравновесных носителей тока в диэлектриках	441
§ 6. Метод электронного контакта	844

Г л а в а XI. Автоматические методы регистрации и обработки результатов эксперимента при исследовании взаимодействия электронов с твердым телом	462
§ 1. Автоматическая запись зависимостей коэффициентов ВЭЭ от энергии первичных электронов	462
§ 2. Электрическое дифференцирование кривых задержки вторичного тока с помощью модуляции задерживающего потенциала	480
§ 3. Метод двойного дифференцирования	488
§ 4. Метод дифференцирующих RC-цепей	492
§ 5. Методы автоматической регистрации дифференциальных энергетических и пространственных распределений электронов	499
§ 6. Растровая электронная микроскопия	504
§ 7. Использование ЭВМ для сбора и обработки экспериментальных данных и для управления экспериментальной установкой при исследовании взаимодействия электронов с твердым телом	510
Литература	516

В постоянном взаимодействии экспериментального и теоретического исследования — во взаимодействии, которое одновременно служит стимулом и контролем, — единственный залог непрерывного прогресса физической науки.

М. Планк

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга задумана авторами как монография, посвященная проблеме взаимодействия электронов с твердым телом. Эта проблема представляет значительный интерес не только для эмиссионной (катодной) электроники, физики твердого тела (в особенности физики поверхности), физики полупроводников, но и для многих областей современной техники и технологии (микроэлектроника, телевизионная техника, СВЧ-электроника, квантовая электроника, получение чистых материалов, катализ и др.). Двадцатилетний опыт работы авторов в таких областях, как исследование закономерностей вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) металлов, полупроводников и диэлектриков, изучение упругого и неупругого рассеяния и торможения электронов малых и средних энергий в твердых телах, электронно-возбужденной проводимости (ЭВЛ) и зарядки твердых тел при электронной бомбардировке, дает право взять на себя труд по обобщению опыта исследований, выполненных на кафедре физической электроники Ленинградского политехнического института (ЛПИ), а также наиболее существенных результатов работ по этой тематике, выполненных в других лабораториях в СССР и за рубежом.

Основная цель книги — познакомить читателей с физическими основами вторично-эмиссионных методов исследования поверхностных и объемных свойств твердого тела, с методикой и техникой проведения таких исследований. Так как книга адресована прежде всего экспериментаторам, то основное ее содержание — методика и техника эксперимента. Именно быстрый прогресс в экспериментальной технике — в вакуумной технике и технологии, в импульсной технике, автоматике, ЭВМ, электронной оптике (в том числе растровой), в энергоанализе высокого и сверхвысокого разрешения — резко поднял за последнее десятилетие уровень исследований в рассматриваемой области. Возникли новые научные направления, такие, как электронная спектроскопия твердого тела, электронно-зондовая локация поверхности твердого тела (в том числе клеток и тканей животных и растений). По мнению многих крупных физиков, мы переживаем сейчас

«эру поверхности» — новый очень интересный период в исследовании твердого тела.

Авторы не ставили перед собой задачу изложить в этой книге конкретные, относящиеся к определенным объектам результаты своих исследований и исследований, выполненных нашими коллегами для большого числа различных объектов (монокристаллы металлов, полупроводников и диэлектриков, поликристаллические и аморфные образцы, пористые мишени, различные пленочные системы). Эти результаты могли бы составить предмет отдельной монографии. Так как рассматриваемая область физики сейчас очень бурно развивается, а число исследователей, интересующихся этими вопросами, быстро растет, то нам казалось более важным для дальнейшего прогресса исследований в этой области прежде всего подробно рассмотреть вопросы методики получения надежных данных о взаимодействии электронов малых и средних энергий (от 1 эВ до ~ 100 кэВ) с веществом в конденсированном состоянии — данных, без которых невозможно правильное применение электронного пучка в качестве зонда для диагностики физико-химических свойств поверхности и приповерхностных слоев твердого тела и различных технологических и технических целей.

Из всего многообразия явлений нами были выбраны лишь вторичная электронная эмиссия, электронно-возбужденная проводимость и зарядка диэлектриков, полупроводников и изолированных металлических тел.

Таким образом, за рамками книги остались излучение электромагнитных волн и необратимые процессы, связанные с изменением состава или структуры вещества под действием электронной бомбардировки.

Необходимость подробного рассмотрения экспериментальной техники и методов исследования, применяемых при изучении указанных явлений, связана также с тем, что современный эксперимент в этой области физики и техники отличается определенной спецификой и высокой сложностью. Получение надежных и достоверных данных требует весьма совершенных условий опыта. В очень многих случаях необходимо применять сверхвысокий вакуум, состояние объекта исследования должно быть вполне определенным, контролируемым и неизменным в течение опыта (если не ставится специальной задачи изучения изменений объекта под действием электронной или ионной бомбардировки), источники должны давать достаточно моноэнергетические, очень узкие и интенсивные пучки электронов и т. д. В последнее десятилетие были созданы новые методы исследования, в которых широко используются радиотехнические устройства, телевизионная техника, автоматика и ЭВМ. Разработаны новые методы анализа электронов по энергиям с высокой разре-

шающей способностью и большой скоростью записи спектров. Развитие методов исследования взаимодействия электронов с твердыми телами привело к созданию весьма совершенных способов не только качественного, но и количественного контроля состояния поверхности вещества. Усовершенствование методики исследования кристаллической структуры твердого тела — дифракции медленных электронов (ДМЭ) и создание нового высокочувствительного способа определения элементного и химического состава поверхности вещества — электронной оже-спектроскопии (ЭОС) представляют интерес для многих областей физики, физической химии и техники.

В литературе отсутствуют монографии, в которых систематически излагалась бы современная экспериментальная техника в рассматриваемой области физики. В то же время многолетний опыт общения авторов со студентами, аспирантами, преподавателями и научными работниками, специализирующимися в рассматриваемой области физики, показал, что имеется большая потребность привести в систему и критически рассмотреть многочисленные, разбросанные по различным журналам и другим источникам сведения об экспериментальной технике и методах исследования и дать возможность при постановке исследовательских работ выбирать методы решения экспериментальных задач с наименьшей затратой времени. Исходя из этого, авторы стремились дать наиболее полные сведения о различных современных методах эксперимента, специфичных для данной области физики и техники.

Вместе с тем пришлось ограничить изложение ряда смежных вопросов. Например, при рассмотрении объектов исследования пришлось отказаться от описания технологии их изготовления, а в некоторых случаях ограничиться наиболее общими и часто применяемыми способами изготовления. Такие вопросы, как технология изготовления эпитаксиальных пленок, ионная имплантация остались за рамками этой книги. Подобные же соображения относятся и к вопросу об источниках электронов и энергоанализаторах. Можно привести еще ряд примеров таких ограничений. По каждому из подобных вопросов существует обширная литература (в том числе монографическая). В смежных областях физики и техники уже существуют монографии, специально посвященные технике эксперимента (см., например, *Л. А. Маталин, Ж. Нараи, С. И. Чубаров*, Методы регистрации и обработки данных в ядерной физике и технике, Атомиздат, 1968; *В. Е. Голант*, Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, «Наука», 1968).

Предлагаемая читателю книга является первым опытом систематического изложения физических основ практически всего комплекса существующих методов вторично-эмиссионной (элект-

ронно-зондовой) диагностики твердого тела, вопросов методики и техники проведения исследований в области ДМЭ, ЭОС, ХПЭ, ВЭЭ, ЭВП и зарядки твердых тел при электронной бомбардировке. Это затруднило работу авторов и, возможно, привело к некоторым погрешностям. С благодарностью будут приняты все замечания, указывающие на недостатки книги.

Очень полезные замечания, способствовавшие улучшению книги, были сделаны при прочтении рукописи заведующим кафедрой физической электроники МГУ им. М. В. Ломоносова доктором физ.-матем. наук, профессором Г. В. Спиваком и заведующим кафедрой молекулярной физики МГУ доктором физ.-матем. наук, профессором А. А. Предводителевым. Кандидату физ.-матем. наук Н. П. Бажановой мы благодарны за ценные замечания по отдельным главам книги. Неоценимую помощь при подготовке рукописи к печати оказали нам Л. Г. Гостева и И. Л. Пахомова, которых хочется искренне поблагодарить за их большой труд, без которого эта книга не смогла бы быть опубликована.

Ленинград, 1970—75 гг.

Глава I

Вторичная электронная эмиссия, электронно-возбужденная проводимость и зарядка твердых тел

§ 1. Явления, наблюдаемые при электронной бомбардировке твердых тел

Падение электронов на поверхность твердого тела сопровождается множеством явлений, которые при определенных условиях можно наблюдать на опыте. К числу этих явлений относятся: а) электромагнитное излучение (переходное излучение, катодoluminesценция, рентгеновское излучение), б) упругое, квазиупругое и неупругое отражение электронов, в) дифракция электронов при отражении от упорядоченных атомных структур, г) испускание вторичных электронов (в том числе оже-электронов), д) зарядка диэлектриков и изолированных металлических мишеней, е) повышение электропроводности диэлектриков и полупроводников, ж) изменение поверхностных свойств (состав и структура поверхностных слоев, электронно-стимулированная десорбция и т. п.), з) изменение химического состава и структуры объема твердого тела (диссоциация соединений, появление новых полос в оптическом или в радиочастотном диапазонах спектра) и др. Схематическое представление об основных явлениях, наблюдаемых при бомбардировке электронами твердых тел, дает рис. 1.

Исследование всего этого многообразия явлений в целом и в их взаимосвязи друг с другом представляет собой сложную и весьма трудно выполнимую задачу.

Для изучения какого-либо одного из указанных явлений существуют определенные методические приемы, позволяющие свести к минимуму нежелательные явления, мешающие исследованию данного. Например, при изучении физики явлений, связанных с эмиссией электронов, используются лишь такие методики проведения экспериментов, которые гарантируют минималь-

ные изменения поверхностных и объемных свойств изучаемых объектов. Аналогичные методические приемы применяются и в том случае, когда электронный пучок используется как средство для контроля физико-химического состояния поверхности мишени с помощью дифракции медленных электронов и оже-спектроскопии.

Элементарные процессы, происходящие при бомбардировке твердых тел электронами, значительно более трудны для изучения, чем элементарные процессы, имеющие место при взаимодействии электронов с веществом в газовой фазе. В твердом теле существенную роль играют связи между частицами решетки, и состояние внешних электронов в атомах описывается более сложным образом, чем в изолированном атоме или молекуле. Этим объясняется то обстоятельство, что теоретическая разработка проблемы взаимодействия электронов с твердыми телами до сих пор недостаточно совершенна. Поскольку прямые методы исследования ряда элементарных процессов, происходящих в твердых телах, отсутствуют, изучение дифракции, упругого и неупругого отражения электронов, вторичной электронной эмиссии, изменения проводимости полупроводников и диэлектриков, а также зарядки твердых тел является важным способом получения информации об этих процессах. Такие явления, как дифракция электронов (в особенности медленных), упругое и неупругое отражение электронов, анизотропия рассеяния электронов в монокристаллах, эмиссия электронов Оже дают в настоящее время возможность получать весьма ценную, а иногда и уникальную информацию как о кристаллической, так и об энергетической структуре поверхности и приповерхностных слоев твердого тела.

§ 2. Неравновесные электроны, дырки и коллективные возбуждения, возникающие в твердом теле при электронной бомбардировке

При бомбардировке твердого тела электронами в нем появляются неравновесные электроны: во-первых, это электроны, бомбардирующие твердое тело (далее мы будем называть их первичными), и, во-вторых, это электроны решетки, перешедшие в новые энергетические состояния (внутренние вторичные электроны). Происходящие при бомбардировке твердого тела процессы связаны с отражением части первичных электронов, с эмиссией в вакуум части внутренних вторичных электронов и, наконец, с перераспределением энергии оставшихся в веществе неравновесных носителей (рис. 2,а). Эти процессы сопровождаются возникновением сплошного и характеристического спектров электромагнитного излучения (фотоны различных энергий), эмиссией электронов Оже и возбуждением различных типов собственных

колебаний (мод) электронного газа (поверхностные и объемные плазмоны), а также колебаний атомов кристаллической решетки (акустические и оптические фононы).



Рис. 2. Установление равновесия в пространстве энергий для неметаллических веществ после прекращения возбуждения. E_0 — уровень вакуума, E_c — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны, ΔE_g — запрещенная зона, E_{tn} и E_{tr} — уровни энергии, соответствующие центрам захвата или центрам рекомбинации соответственно для электронов и дырок.

Выход электронов в вакуум имеет место как за счет той части первичных электронов, которые отражаются (упруго и неупруго) или проходят сквозь твердое тело, так и за счет «горячих» электронов решетки твердого тела, которые приобретают подходящий импульс и энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера χ на поверхности вещества.

Испускание электронов поверхностью твердого тела под действием электронной бомбардировки называется вторичной электронной эмиссией (ВЭЭ). Явление ВЭЭ наблюдается у любых твердых тел (металлов, полупроводников и диэлектриков). Инерционность процесса ВЭЭ (интервал времени между входом в вещество первичного электрона и выходом вторичного) не превышает 10^{-14} — 10^{-12} с, т. е. примерно соответствует промежутку времени, за который горячие электроны успевают «остыть» до температуры решетки. В физике твердого тела это время принято называть временем термализации горячих электронов.

Концентрация оставшихся в твердом теле неравновесных электронов в случае металлов значительно меньше концентрации электронов в зоне проводимости, и поэтому они не меняют заметным

образом электропроводности металлов. Добавочная энергия этих электронов в конечном счете идет на нагревание металла.

Появление в неметаллическом веществе вследствие электронной бомбардировки добавочного числа термолизованных носителей тока приводит к увеличению электропроводности. Разность между электропроводностью вещества при электронной бомбардировке и электропроводностью в нормальном состоянии носит название паведенной электропроводности или электронно-возбужденной проводимости (ЭВП). Явление ЭВП по своим закономерностям во многом схоже с внутренним фотоэффектом.

В случае неметаллических веществ термолизованные неравновесные носители (электроны и дырки) образуют квазиравновесное распределение по уровням соответствующих зон: электроны, передавая энергию фононам, опускаются на дно зоны проводимости, а дырки поднимаются к потолку валентной зоны (рис. 2, б). В этом состоянии носители задерживаются на время жизни свободного носителя τ (в диэлектриках τ порядка 10^{-11} — 10^{-8} с, в полупроводниках порядка 10^{-8} — 10^{-3} с), после чего происходит прилипание носителей к локальным центрам (центрам захвата или центрам рекомбинации), уровни которых могут лежать либо выше квазиуровня Ферми, либо ниже его. В первом случае тепловое движение может вновь забросить электрон в зону проводимости, что увеличивает эффективное время жизни носителя. Во втором случае (переход из зоны на глубокий уровень) носитель «выбывает из игры». Его локализация на этом уровне повышает вероятность встречи с носителем противоположного знака и, в конечном счете, ведет к рекомбинации.

Особый случай представляют твердые тела с нулевым или отрицательным потенциальным барьером на границе твердое тело — вакуум. Такие вещества получили название эмиттеров с отрицательным электронным сродством. Очевидно, что в этом случае принимать участие в эмиссии могут не только горячие электроны, но и термолизованные электроны. Глубина выхода последних должна быть порядка диффузионной длины электронов, т. е. должна намного превышать глубину выхода горячих электронов.

В диэлектриках и высокоомных полупроводниках носители тока, захваченные глубокими ловушками (поверхностными или объемными), создают соответственно поверхностный или объемный заряд, знак которого в данной области тела определяется разностью числа захваченных электронов и дырок (рис. 2, в).

В полупроводниках и диэлектриках энергия первичных электронов в принципе может расходоваться также на возбуждение особых, движущихся по кристаллу связанных состояний электрона и дырки — экситонов. Различают два типа экситонов: 1) экситоны малого радиуса (их называют также экситонами Френ-

кея) и 2) экситоны большого радиуса (экситоны Ванье — Мотта). Экситоны первого типа наблюдаются в случае сильной связи электрона с дыркой, которая характерна для многих органических систем (молекулярных кристаллов). Слабая связь и соответственно большой радиус экситона характерны для полупроводниковых кристаллов. В щелочно-галогидных кристаллах и в кристаллах инертных газов имеет место случай промежуточной связи, который наиболее труден для теоретического описания.

Перенос энергии в кристаллах посредством экситонов и их диссоциация на различных локальных центрах (например, на F -центрах в щелочно-галогидных кристаллах) могут оказывать определенное влияние на характер процессов, происходящих в полупроводниках и диэлектриках при электронной бомбардировке. Время жизни экситона в зависимости от силы связи, типа перехода (прямой или непрямой), степени совершенства кристалла, наличия примесей, температуры решетки может меняться в очень широких пределах (от 10^{-14} до 10^{-2} с). «Непрямые» экситоны Ванье — Мотта в Ge и Si являются весьма долгоживущими квазичастицами (время жизни порядка 10^{-4} с). Поэтому при низких температурах в кристаллах с непрямыми переходами возможно накопление экситонов в объеме твердого тела. При концентрациях экситонов порядка 10^{15} — 10^{16} см $^{-3}$, когда расстояние между ними становится меньше их радиуса, могут возникать капли экситонной жидкости. Такого рода образования действительно удается наблюдать в некоторых полупроводниках при низких температурах и высоких уровнях возбуждения (при облучении в режиме гигантских лазерных импульсов).

В кристаллах с ионным типом связи движущийся в зоне проводимости медленный электрон вызывает сильную поляризацию решетки. В этом случае электрон как бы обволакивается поляризационным облаком, которое он тянет за собой. Образуется состояние, которое можно рассматривать как особую квазичастицу твердого тела — полярон.

При бомбардировке электронами твердого тела в нем кроме одночастичных возбуждений (электроны, дырки, экситоны, поляроны) наблюдаются и коллективные возбуждения электронного газа. Этот тип возбуждения можно наблюдать не только в металлах и полупроводниках, где имеются «свободные» электроны в зоне проводимости, но и в диэлектриках, где имеются связанные электроны в валентной зоне, отделенной от зоны проводимости полосой запрещенных состояний.

Система валентных электронов металла, полупроводника или диэлектрика может принимать лишь определенные порции энергии, которые соответствуют некоторому дискретному коллективному уровню возбуждения твердого тела. Эти дискретные порции энергии — плазмоны — принято считать еще одним типом квазичастиц твер-

дого тела. Различают две различные моды плазменных колебаний — поверхностную и объемную. Время жизни плазмона не превышает 10^{-16} с. Изучение плазменных резонансов в твердом теле позволяет получать ценную информацию о плотности валентных электронов, о состоянии поверхности и т. п. Для каждого металла, полупроводника и диэлектрика характерны свои значения энергии поверхностного и объемного плазмона. В связи с этим потери энергии на образование плазмонов (а также на междузонные переходы), испытываемые первичными электронами, носят название характеристических потерь энергии (ХПЭ). Следует отметить, что терять энергию на образование пар электрон — дырка и плазмонов могут не только первичные, но и горячие внутренние вторичные электроны.

§ 3. Вторичная электронная эмиссия на отражение

Вторичная электронная эмиссия представляет собою явление, обусловленное наложением различных элементарных процессов. Происхождение электронов, покинувших поверхность вещества, различно. В число этих электронов входят отраженные (упруго, квазиупруго и неупруго) первичные электроны и электроны решетки, получившие добавочную энергию в результате взаимодействия с первичными электронами и ставшие способными выйти в вакуум. О том, что во ВЭЭ участвуют электроны решетки, свидетельствует основной экспериментальный факт, полученный при изучении ВЭЭ, а именно: число испущенных электронов может превышать число первичных электронов, попавших на вещество.

ВЭЭ может иметь место как на поверхности тела, обращенной к падающим электронам, так и на других поверхностях после прохождения электронами толщи вещества. Практически, однако, последнее возможно лишь при обстреле электронами достаточно тонких пленок. Соответственно этому существуют два основных способа изучения ВЭЭ. В первом из них исследуется ВЭЭ поверхности, на которую падает пучок первичных электронов (ВЭЭ на «отражение»), во втором — эмиссия поверхности тонкой пленки, находящейся на противоположной от пучка первичных электронов стороне (ВЭЭ на «прострел»). Последний способ часто применяется при исследованиях характеристических потерь энергии (ХПЭ) электронов в твердых телах, при изучении ЭВП и законов движения быстрых электронов в твердом теле.

Протекание ВЭЭ во времени характеризуется распределением актов вылета вторичных электронов по времени — временной дисперсией ВЭЭ. Обычно предполагается, что это распределение представляет собою кривую Гаусса с полушириной $\Delta\tau_s \leq 10^{-12}$ с. Интервал времени между началом возбуждения и максимумом кривой распределения называется временем задержки ВЭЭ τ_d .

Основной экспериментальной характеристикой вторично-электронной (эмиссионной) способности на отражение различных веществ является коэффициент ВЭЭ σ , представляющий собою отношение полного числа испущенных поверхностью в единицу времени электронов (полный ток вторичных электронов i_{sm}) к числу электронов, упавших на поверхность в единицу времени (первичный ток i_p):

$$\sigma = i_{sm}/i_p. \quad (1)$$

Величина σ существенно зависит от энергии первичных электронов E_p . Поэтому изучение вторично-эмиссионных свойств вещества обычно включает в себя получение зависимости $\sigma = \sigma(E_p)$.

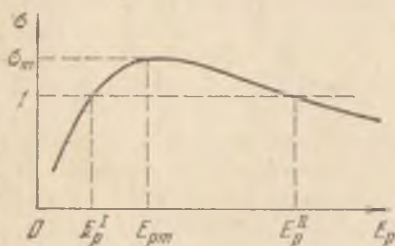


Рис. 3. Зависимость коэффициента ВЭЭ от энергии первичных электронов.

Схематический вид этой зависимости для вещества, максимальное значение коэффициента ВЭЭ которого больше единицы, представлен на рис. 3.

Как видно из рисунка, зависимость $\sigma(E_p)$ представляет собой кривую с максимумом. На самом деле вид кривой более сложен —

на ней, по крайней мере в двух

случаях: при малых значениях E_p и у монокристаллических объектов, наблюдается отчетливо выраженная тонкая структура.

На рис. 3 нанесены три значения энергии первичных электронов E_p , характеризующие специфику кривой для данного вещества: E_p^I и E_p^{II} — значения E_p , при которых $\sigma = 1$, и E_{pm} — значение E_p , при котором достигается максимальное значение $\sigma = \sigma_m$.

На опыте в ряде случаев имеет место неполный отбор вторичного тока, т. е. не все вторичные электроны имеют возможность покинуть поверхность мишени. В этих случаях величина вторичного тока i_s определяется не столько свойствами вещества, сколько конкретными условиями опыта. Поэтому при неполном отборе тока ($i_s < i_{sm}$) измеряется не истинный, а эффективный коэффициент ВЭЭ

$$\sigma_{эф} = i_s/i_p. \quad (2)$$

Внешнее электрическое поле, создаваемое над поверхностью эмиттера, может либо препятствовать (задерживающее поле), либо способствовать (ускоряющее поле) отбору вышедших в вакуум вторичных электронов. Особенно сильно действие поля проявляется при исследовании ВЭЭ неоднородных поверхностей, причем эта неоднородность может иметь различную природу (шероховатость поверхности, наличие открытых пор у пористых

эмиттеров, поле контактной разности потенциалов, поле зарядного пятна — в случае диэлектриков). Зависимость i_s от ускоряющего поля наблюдается и в том случае, когда над поверхностью мишени имеется значительный отрицательный пространственный заряд.

В каждом отдельном элементарном акте эмиссии при попадании одного электрона на твердое тело его поверхность испускает некоторое целое число электронов $N_s = 0, 1, 2, 3, \dots$ В разных актах, вообще говоря, испускается различное число электронов. Число электронов, эмиттированных $\frac{1}{2}$ в одном акте, характеризуется вероятностью P_N вылета N_s электронов из данного эмиттера при заданной энергии E_p и угле падения первичного электрона ϕ . Значение σ (так же как и других коэффициентов, характеризующих ВЭЭ на отражение и прострел) представляет собою статистическую величину — средневзвешенное по большому числу актов эмиссии

$$\sigma = \sum_{N_s=0}^{\infty} N_s P_N \Big/ \sum_{N_s=0}^{\infty} P_N = \sum_{N_s=0}^{\infty} N_s P_{N_s} \quad (3)$$

Поскольку ток вторичных электронов складывается из электронов различного происхождения, получаемое на опыте значение σ является сложной интегральной величиной, характеризующей ряд процессов, происходящих в твердом теле при обстреле его электронами.

Казалось бы, что коэффициент σ по своему физическому смыслу должен быть аналогом квантового выхода внешнего фотоэффекта. Однако это не так. Прежде всего потому, что среди вторичных электронов имеются отраженные первичные электроны. Как известно, величина квантового выхода фотоэффекта имеет физический смысл лишь в том случае, когда учитывается не общее число упавших на тело, а лишь число поглощенных квантов. Подобно этому коэффициент истинной ВЭЭ можно было бы определять как отношение числа истинно-вторичных электронов (т. е. электронов решетки) к числу первичных электронов, потерявших свою энергию на возбуждение вторичных электронов.

Так как электроны неразличимы, то, вообще говоря, нет возможности разделить в токе электроны, эмиттированные мишенью, на истинно-вторичные и отраженные первичные. Вместе с тем следует учесть, что при неупругом отражении электронов энергия первичного электрона лишь частично расходуется на возбуждение истинно-вторичных электронов и возбуждение электромагнитного излучения. Эти обстоятельства затрудняют такое определение σ , которое имело бы непосредственный физический смысл.

Для того чтобы создать представление об отдельных процессах, происходящих при ВЭЭ, уже давно был предпринят ряд

попыток эмпирической классификации вторичных электронов [1—3]. Для этой цели были использованы особенности энергетического спектра вторичных электронов.

На рис. 4 представлены схематически (без учета тонкой структуры) вольт-амперные характеристики тока вторичных электронов в задерживающем электрическом поле (кривые задержки) и полученные из них дифференцированием кривые распределения вторичных электронов по энергиям $N(E_s) = F(E_s)$. Обычно кривые задержки нормируются либо к величине i_p (рис. 4, а), либо к максимальному значению вторичного тока i_{sm} , соответствующему полному отбору тока вторичной эмиссии при данном E_p (рис. 4, в).

Из рисунка видно, что на кривых задержки можно различать три основные части [3]: а — область быстрого спада кривой при малых значениях задерживающего потенциала, соответствующую максимуму медленных электронов на кривой распределения вторичных электронов по энергиям, с — область быстрого спада, соответствующую максимуму при значении энергии вторичных электронов E_s , близкой к энергии первичных электронов E_p , и b — промежуточную область, в которой происходит небольшое изменение i_s . Точное разграничение одной части кривой распределения вторичных электронов по энергиям от другой связано с некоторым произволом и поэтому условно.

Если рассматривать экспериментальные данные при больших значениях задерживающего потенциала (область с на рис. 4, а, в), то оказывается, что область быстрого спада кривой задержки или, соответственно, ширина максимума на кривой распределения имеет заметное протяжение (1—10 эВ) и, как правило, увели-

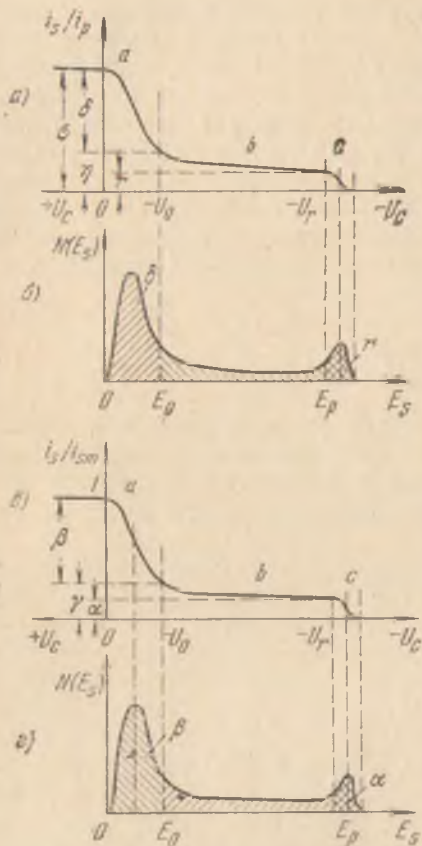


Рис. 4. Кривые задержки вторичных электронов, нормированные к первичному току (а) и к максимальному значению вторичного тока (б), и соответствующие кривые распределения вторичных электронов по энергиям (б и в).

чивается с ростом энергии первичных электронов. Величину U_r , при которой начинается заметное падение кривой задержки, будем считать граничной для разделения областей c и b .

Относительное число электронов, приходящихся на область быстрого спада в конце кривой задержки, в токе вторичных электронов определим согласно рис. 4, в выражением

$$\alpha = i_r/i_{sm}, \quad (4)$$

где i_{sm} означает величину полного вторичного тока в поле, ускоряющем электроны (при наличии насыщения). Если умножить α на σ , то получим общее количество электронов, приходящихся на область быстрого спада в конце кривой задержки, отнесенное к общему числу первичных электронов (рис. 4, б):

$$r = \alpha\sigma = i_r/i_p. \quad (5)$$

Рассмотрим, каков физический смысл этой величины. Если бы пучок первичных электронов был строго моноэнергетическим, а измерительное устройство идеальным, то естественно считать электроны с энергией E_p , испущенные поверхностью твердого тела, упруго отраженными электронами. При этом не имеет смысла ставить вопрос о том, не является ли часть этих электронов электронами решетки, поскольку принцип неразличимости электронов исключает возможность отличать первичный электрон от электрона решетки.

Однако на опыте часто используются недостаточно моноэнергетические пучки электронов, разброс энергий электронов в которых в зависимости от E_p часто меняется от $\sim 0,5$ до нескольких эВ. Вместе с тем в реальных устройствах имеют место электронно-оптические эффекты, приводящие к разбросу электронов по нормальной к поверхности мишени составляющей скорости. Таким образом, во многих экспериментах значение энергии первичных электронов E_p не является строго фиксированной величиной.

Участок быстрого спада кривой задержки (участок c), простирающийся обычно на несколько вольт, или, соответственно, ширина максимума кривой распределения электронов по энергиям отражают немонаэнергетичность пучка первичных электронов и электронно-оптические искажения. Поэтому можно считать, что этот участок в основном соответствует упруго отраженным электронам. Величину r будем условно называть коэффициентом упругого отражения электронов (КУО)*). Чем более моноэнергетичен пучок первичных электронов и чем меньше искажений вносит анализирующее электроны устройство, тем меньше ширина

*) Вопрос об упругом и неупругом отражении электронов более подробно рассмотрен в §§ 1 и 4 гл. II.

максимума и тем более строго определение γ . Применяемые в последнее время анализирующие устройства (см. § 5 гл. III) дают возможность в значительной мере приблизиться к этим условиям.

Несколько сложнее обстоит дело с разделением областей a и b . Ленард [1] и Штебергер [4] предложили графический метод, иллюстрируемый рис. 5. Полученные экстраполяцией кривых на

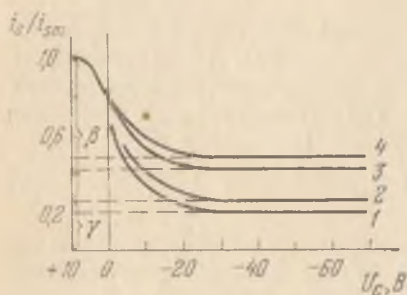


Рис. 5. Кривые задержки вторичных электронов, эмиттируемых золотом [4], при разных значениях E_p . 1 — 1000, 2 — 2000, 3 — 7600, 4 — 11 000 эВ.

ось ординат величины характеризуют соответственно относительную долю быстрых (γ) и медленных (β) электронов во вторичном токе

$$\gamma = i_0/i_{sm}. \quad (6)$$

Умножением этой величины на σ получаем коэффициент эмиссии быстрых электронов, равный отношению числа эмиттируемых мишенью быстрых вторичных электронов к числу первичных электронов, падающих на нее в единицу времени:

$$\eta = \gamma\sigma = i_0/i_p. \quad (7)$$

Следует подчеркнуть, что величины γ и η характеризуют электроны обеих областей вольт-амперной характеристики (b и c , рис. 4).

Соответственно для медленных электронов, характеризующих область a , получаем

$$\beta = (i_{sm} - i_0)/i_{sm} \quad (8)$$

и

$$\delta = \beta\sigma = (i_{sm} - i_0)/i_p. \quad (9)$$

Очевидно, что по определению

$$\beta + \gamma = 1 \quad (10)$$

и

$$\delta + \eta = \sigma. \quad (11)$$

Надо заметить, что величины относительных чисел быстрых и медленных электронов, полученные описанным способом, зависят от масштаба кривой по оси абсцисс. Это обусловлено тем, что наклон кривой по отношению к оси абсцисс не является постоянным. Вследствие этого разделение областей a и b при небольших E_p делается не совсем определенным и теряет смысл. По Брюннингу (см. в [12]) такое разделение корректно при $E_p > 2000$ эВ. Для диэлектриков кривая задержки (особенно

для не очень малых значений E_p) имеет промежуточную область, выраженную более резко, чем у металлов. Поэтому графическое отделение области a от областей b и c в этом случае может быть произведено с большей определенностью, чем у металлов.

Область a можно отделить от других областей кривой еще и иным способом. Все вторичные электроны разделяются на две группы: быстрые электроны и медленные электроны. Быстрыми считаются электроны, энергия которых больше некоторой наперед выбранной величины E_0 . Соответственно медленными считаются электроны, энергия которых меньше этой величины.

Для того чтобы выбор этой величины имел хотя бы некоторые экспериментальные основания, полезно задать ее так, чтобы значения относительных чисел быстрых и медленных электронов совпадали с величинами, определенными выше графически. Так как у разных веществ значения величины энергии E_0 , определенные графически, вообще говоря, немного отличаются друг от друга и практически невозможно для каждого вещества установить границу раздела обеих областей, пожалуй, целесообразно задать для всех веществ некоторое значение энергии, начиная с которого все электроны считаются быстрыми. Выбор этой величины энергии в некоторой степени произволен. Поэтому вопрос о ее значении решался разными авторами различно: у Штебергера [4] $E_0 = 30$ эВ, у Палуэлла [5] — 40, у Мацкевич [6] — 45, у Мак-Кея [7] и Штеригласса [8] — 50, в [9] — 100 эВ. В настоящее время большинством авторов принято значение E_0 , равное 50 эВ [10].

При таком способе разделения быстрых и медленных электронов могут быть использованы написанные выше выражения (6) — (9) и введены величины β , γ и, соответственно, δ и η . При этом под величиной i_0 следует понимать значение вторичного тока при данном выбранном значении задерживающего потенциала U_0 , равном 50 В (см. рис. 4).

Вопрос о физическом смысле введенных выше величин требует специального обсуждения. Из самых общих соображений можно предполагать, что на всех участках энергетического спектра вторичных электронов присутствуют как истинно-вторичные, так и отраженные первичные электроны. Однако, по-видимому, в различных участках спектра преобладающее значение имеют электроны определенного происхождения. Это положение основано на том экспериментальном факте, что кривые зависимости коэффициентов δ и η от энергии первичных электронов имеют совершенно различный характер (рис. 6).

Электроны, соответствующие области a кривой задержки, являются преимущественно истинно-вторичными электронами. Доказательством этого является тот факт, что во многих случаях

(особенно у веществ с большим σ) число медленных электронов значительно превышает число первичных.

Электроны, соответствующие областям b и c кривой задержки, обуславливают значение величины η . В промежуточной области (b), как отмечал уже Рудберг [11], встречаются как неупруго отраженные, так и вторичные электроны. Однако при корректном определении η (см. § 5 гл. IV) преобладающее значение имеют неупруго отраженные электроны.

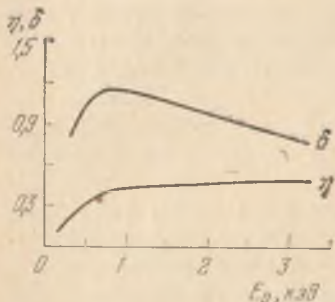


Рис. 6. Зависимости коэффициентов эмиссии медленных (δ) и быстрых (η) электронов от энергии первичных электронов.

Таким образом, если не придавать величинам η и δ смысл совершенно строгих физических величин, то можно считать величину δ коэффициентом эмиссии истинно-вторичных электронов, а η — коэффициентом неупругого отражения электронов (КНОЭ), как это сделано в [4—6, 8—10].

Заметим еще, что для медленных первичных электронов ($E_p < 50$ эВ), когда число неупруго отраженных электронов по сравнению с упруго отраженными сравнительно невелико, было предложено определять коэффициент δ , относя его к числу первичных электронов, не отразившихся упруго от твердого тела [12]:

$$\delta = (\sigma - r)/(1 - r). \quad (12)$$

Более детальное изучение кривых распределения вторичных электронов по энергиям $N(E_s)$ показывает, что эти кривые обладают тонкой структурой (рис. 7), т. е. среди вторичных электронов имеются группы электронов, обладающих определенными дискретными значениями энергии, характерными для данного вещества. Эта структура наиболее четко выражена в двух областях: вблизи пика, соответствующего упруго отраженным электронам, и в области, соответствующей истинно-вторичным и неупруго отраженным электронам. Структура первого типа соответствует первичным электронам, испытавшим дискретные, характеристические потери энергии (ХПЭ)*; структура второго типа отображает группы истинно-вторичных электронов, получивших определенные порции энергии в результате оже-процессов (см. § 7 гл. II). Исследование тонкой структуры спектров ВЭЭ на отражение в последнее время стало мощным инструментом количественного исследования элементного и химического состава поверхности твердых тел.

*) См. подробнее § 6 гл. II.

Различные группы вторичных электронов имеют разный характер распределения по углам вылета Φ [13]. Угловое распределение истинно-вторичных электронов приблизительно описывается законом косинуса. В угловом распределении электронов, неупруго и упруго отраженных поликристаллическими мишенями, имеется группа электронов с преимущественным направлением вылета, противоположным направлению первичного пучка.

Условность разделения электронов на группы проявляется в распределении по углам вылета в том, что у быстрых «истинно-вторичных» электронов ($E_s \sim 50$ эВ) при $E_p > 500$ эВ на распределение по закону косинуса

накладывается небольшая группа электронов с направлением, противоположным направлению первичных электронов, а при небольших углах падения в распределении неупруго и упруго отраженных электронов появляется небольшой максимум, соответствующий распределению по направлениям истинно-вторичных электронов.

Величины, характеризующие глубины выхода электронов из вещества λ , также различны для разных групп электронов [14—18]: для истинно-вторичных — λ_0 , неупруго отраженных — λ_n , упруго отраженных — λ_r , оже-электронов — λ_o .

Существенной характеристикой ВЭЭ является зависимость коэффициентов ВЭЭ от угла φ падения на мишень первичных электронов. И в этом случае зависимость от φ различна для разных групп электронов. Так, при значениях E_p , превышающих 100—200 эВ, σ и δ с ростом φ увеличиваются. Для этих величин глубины выхода при угле падения (см. подробнее § 2 гл. V) равны соответственно

$$\lambda_{\sigma\varphi} = \lambda_{\sigma} \cos \varphi, \quad (13)$$

$$\lambda_{\delta\varphi} = \lambda_{\delta} \cos \varphi. \quad (14)$$

Изложенные выше данные относятся к обычным поликристаллическим мишеням. Исследования, проведенные с монокристаллическими объектами, показали, что основные зависимости, характеризующие ВЭЭ, имеют для них иной вид, чем для поликристаллов [19—27]. При эмиссии с граней монокристаллов с плотной упаковкой атомов, описываемых малыми значениями численных индексов (hkl), зависимости $\sigma(E_p)$, $\eta(E_p)$, (рис. 8), а также $\delta(E_p)$ и $r(E_p)$ обладают тонкой структурой. Это же относится и к зави-

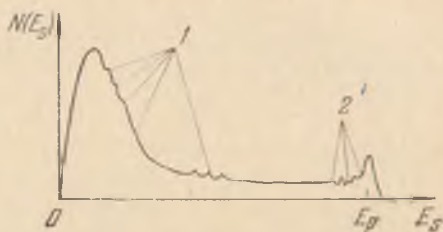


Рис. 7. Схематический вид тонкой структуры кривой распределения вторичных электронов по энергиям. 1 — электроны Оже, 2 — пики характеристических потерь энергии.

симостям $\sigma(\varphi)$, $\delta(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $r(\varphi)$ (рис. 9). Появление тонкой и сверхтонкой структуры кривых зависимостей коэффициентов ВЭЭ от E_p и φ связано с дифракцией электронов, когерентно рассеянных различными плоскостями монокристаллов (см. § 3 гл. II). Поэтому можно предполагать, что и глубины выхода различных

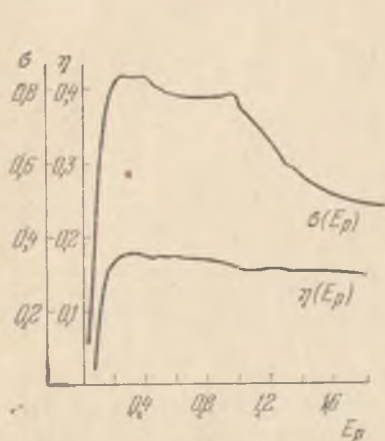


Рис. 8. Кривые $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ для монокристалла кремния. Угол падения пучка близок к направлению (111) кристалла [27].

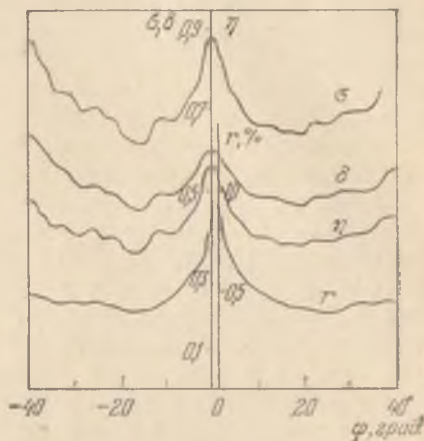


Рис. 9. Зависимости коэффициентов σ , δ , η и r от угла падения пучка первичных электронов ($E_p = 2$ кэВ) на монокристалл кремния [27].

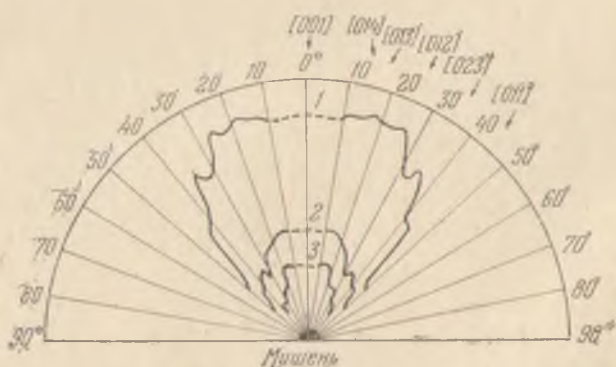


Рис. 10. Кривые распределения вторичных электронов по углам вылета для медной монокристаллической мишени [28] при E_p , равных: 1 — 0—10, 2 — 10—20, 3 — 20—40 эВ.

групп электронов для монокристаллов будут отличаться от подобных величин для поликристаллических мишеней. Что же касается распределения электронов по углам вылета, то в случае монокристаллов на фоне некогерентно рассеянных электронов

имеет место известная картина дифракции электронов (см. § 2 гл. II). Измерения углового распределения истинно-вторичных электронов для монокристаллов [28, 29] показали, что эти кривые также обладают заметной тонкой структурой, максимумы которой соответствуют кристаллографическим направлениям с плотной упаковкой (рис. 10).

Монокристаллические образцы следует характеризовать не усредненными коэффициентами ВЭЭ σ , δ , η и r , а коэффициентами, относящимися к определенным граням: $\sigma_{hkl}(E_p, \varphi)$, $\delta_{hkl}(E_p, \varphi)$, $\eta_{hkl}(E_p, \varphi)$ и $r_{hkl}(E_p, \varphi)$.

Значения коэффициентов ВЭЭ поликристаллических мишеней представляют собой результат усреднения коэффициентов σ_{hkl} , δ_{hkl} , η_{hkl} и r_{hkl} для определенных граней по различным кристаллографическим направлениям. В результате этого тонкая структура кривых, присущая определенным кристаллографическим направлениям, сглаживается.

§ 4. Вторичная электронная эмиссия на прострел

При исследовании ВЭЭ на прострел изучаются две группы вопросов: а) вопросы, связанные с прохождением первичных электронов через вещество, — величины пробегов электронов данной энергии в веществе, их рассеяние, поглощение, потери энергии и т. п. (см. подробнее §§ 4 и 6 гл. II) и б) вопросы возбуждения истинно-вторичных электронов в той части пленки, из которой возможен их выход. Однако на опыте из пленки выходят как первичные, так и истинно-вторичные электроны. Величины, характеризующие ВЭЭ на прострел, могут быть частично определены аналогично тому, как это сделано выше для ВЭЭ на отражение.

Коэффициент ВЭЭ на прострел

$$\Sigma = i_{sm}/i_p = \Delta + D \quad (1)$$

является отношением полного тока электронов, вышедших из пленки со стороны, противоположной той, на которую падают первичные электроны, к первичному току i_p . Кривая зависимости Σ от E_p (рис. 11) имеет иной вид, чем кривая зависимости σ от E_p (см. рис. 3). Основное различие заключается в том, что выход электронов из пленки начинается при некотором определенном для данной толщины пленки граничном значении $E_p = E_{p0}$. Форма кривой и величина граничной энергии E_{p0} , при которой на противоположной стороне пленки появляются электроны, существенно зависят от толщины пленки L .

Разделение вышедших из пленки электронов на первичные (D) и истинно-вторичные (Δ) при энергиях первичных электронов менее нескольких десятков килоэлектрон-вольт представляет собою еще более сложную задачу, чем при ВЭЭ на отражение.

Для обоснования различия обеих групп электронов можно использовать способ обработки кривой задержки, аналогичный способу Ленарда—Штебергера, описанному выше. Экстраполируя к оси ординат пологую часть кривой задержки, получаем приближенные значения $i_{\text{пр}}$ — тока первичных электронов, прошедших через пленку.

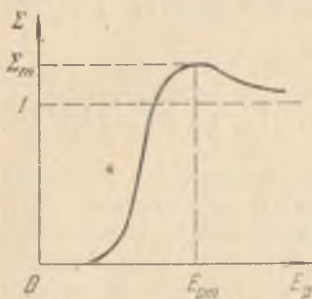


Рис. 11. Схематический вид зависимости коэффициента Σ вторичной электронной эмиссии на прострел от E_p .

порядка 100—150 эВ. Часто [30—38] значение E_0 выбирается равным 50 эВ, как и в случае ВЭЭ на отражение. Это делает удобным сопоставление коэффициентов неупругого отражения и прохождения электронов. Таким образом, производимое разделение весьма условно — при больших значениях E_0 в группу медленных электронов, отождествляемую затем с истинно-вторичными электронами, попадают первичные электроны, затормозившиеся до энергий, меньших 100—150 эВ, при малых значениях E_0 часть истинно-вторичных электронов попадает в группу прошедших через пленку первичных. Однако этот дефект может быть частично устранен экстраполяцией, описанной ниже.

Принимая во внимание сказанное, опишем основные величины, характеризующие прохождение первичными электронами тонких пленок. Коэффициент проицаемости электронами пленки

$$D = i_{\text{пр}}/i_p \quad (2)$$

характеризует относительное число прошедших сквозь пленку быстрых электронов (обычно отождествляемых с упруго и неупруго рассеянными первичными электронами). Зависимость D от E_p представлена на рис. 13. Как видно из рисунка, появление

Можно выбрать, как это делается при изучении ВЭЭ на отражение, некоторое критическое значение энергии E_0 , определяющей границу между быстрыми и медленными электронами. Однако следует заметить, что кривая задержки в случае ВЭЭ на прострел спадает медленнее, чем в случае ВЭЭ на отражение (рис. 12). Поэтому для разделения медленных и быстрых электронов в случае прострела пленок надо выбирать большую величину энергии E_0 , чем в случае ВЭЭ на отражение, —

Часто [30—38] значение E_0 выбирается равным 50 эВ, как и в случае ВЭЭ на отражение. Это делает удобным сопоставление коэффициентов неупругого отражения и

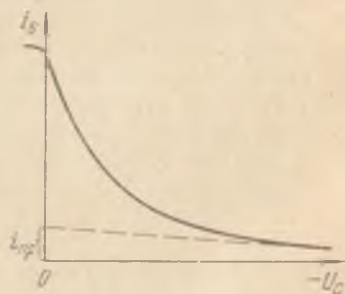


Рис. 12. Кривая задержки вторичных электронов при вторичной электронной эмиссии на прострел.

электронов с энергией, большей E_0 , с противоположной стороны пленки связано с двумя величинами: значением энергии первичных электронов и толщиной пленки.

В некоторых случаях кривая полого приближается к оси абсцисс, как это показано на рис. 13.

Это может происходить по двум причинам: 1) при выборе недостаточно большого значения E_0 не все истинно-вторичные электроны задерживаются и часть их попадает в измерительную цепь и 2) вследствие неоднородности пленки по толщине.

Для определения граничной энергии прострела электронами пленки, т. е. энергии $E_p = E_{\text{экст}}$, при которой на противоположной стороне пленки появляются первичные электроны, желательно исключить указанные выше возможные источники ошибок.

Это производится путем экстраполяции линейного участка кривой $D(E_p)$ к оси абсцисс (см. рис. 13).

Определяемая таким образом величина $E_{\text{экст}}$ дает сведения об энергии первичных электронов, необходимой для того, чтобы с противоположной стороны пленки появились первичные электроны с энергией, большей E_0 . По указанным выше причинам получить значение граничной энергии, при которой первичные электроны на противоположной стороне пленки обладали бы нулевой энергией, не представляется возможным.

Толщина пленки L , соответствующая данному значению $E_p = E_{\text{экст}}$, сопоставляется с пробегом электронов в пленке. По своему физическому смыслу эта величина представляет собою пробег электронов в направлении, перпендикулярном поверхности пленки. Поскольку при этом не учитывается рассеяние электронов, $L_{\text{эфф}}$, вообще говоря, отличается от фактического (траекторного) пробега электронов в пленке. Вместе с тем, поскольку учитываются лишь электроны с энергией, большей E_0 , $L_{\text{эфф}}$ меньше полного пробега. Чем меньше E_0 , тем ближе $L_{\text{эфф}}$ к полному максимальному пробегу в поперечном направлении, но тем больше погрешность вследствие появления истинно-вторичных электронов. Поскольку обычно $E_0 \ll E_p$, можно считать, что пренебрежение пробегом электрона с энергией E_0 , производимое при определении $L_{\text{эфф}}$, не является существенным.

Определяемое таким образом значение $L_{\text{эфф}}$ будем называть эффективным или экстраполированным пробегом первичного электрона в веществе.

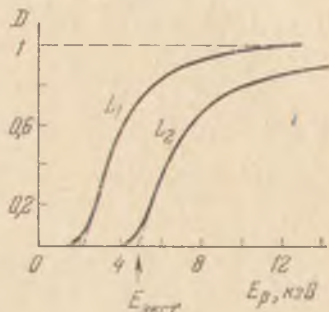


Рис. 13. Зависимость коэффициента прозрачности D от E_p для двух пленок разной толщины ($L_1 < L_2$) [35].

Имея данные об $L = L_{\text{эфф}}$ и $E_p = E_{\text{экт}}$, можно построить основную характеристику прохождения первичных электронов через вещество — зависимость $L_{\text{эфф}}(E_p)$. Толщину пленок удобно выражать не в единицах длины, а в весовых единицах, а именно в г/см² (или в мг/см²). Тогда зависимость $L_{\text{эфф}}(E_p)$ может быть представлена в виде универсального соотношения:

$$\rho L_{\text{эфф}} = k E_p^n, \quad (3)$$

где ρ — плотность вещества в мг/см³, E_p — энергия электронов в кэВ, $k \approx 10 \div 15$, $n \approx 1,3 \div 1,4$. Для интервала изменения E_p от 1 до 10 кэВ наиболее вероятное значение n близко к 1,4. График зависимости $\rho L_{\text{эфф}}(E_p)$ приведен на рис. 14.

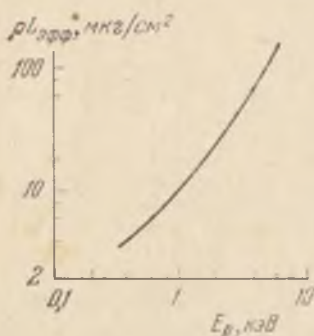


Рис. 14. Связь между эффективной глубиной проникновения первичных электронов в вещество и энергией электронов [35].

Взаимодействие первичных электронов с пленкой может быть приближенно охарактеризовано коэффициентом поглощения электронов:

$$\kappa = 1 - \eta - D, \quad (4)$$

являющимся разностью отнесенных к первичному току чисел электронов, падающих на пленку и покидающих пленку с обеих сторон, с энергией, большей E_0 . Выражение (4) можно записать в виде закона сохранения числа электронов:

$$\eta + \kappa + D = 1. \quad (5)$$

Коэффициент эмиссии истинно-вторичных электронов Δ при исследованиях ВЭЭ на прострел отождествляется с коэффициентом эмиссии электронов, энергия которых меньше E_0 , подобно тому, как это делалось в предыдущем параграфе:

$$\Delta = (i_{sm} - i_{пр})/i_p. \quad (6)$$

Сделанные в этом параграфе замечания о выборе величины E_0 целиком относятся и к эмиссии медленных электронов. Кривая зависимости $\Delta(E_p)$ приведена на рис. 15. Общий характер этой кривой соответствует характеру зависимости $\sigma(E_p)$. Однако эмиссия начинается с некоторого определенного для данной толщины пленки значения E_p . Максимум весьма пологий и выражен менее четко, чем на кривых $\sigma(E_p)$. Последнее обстоятельство связано с тем, что в отличие от эмиссии на отражение, на слой вещества, из которого возможен выход вторичных электронов, падают электроны с разнообразными значениями энергий — от 0 до E_p . Поэтому физическая интерпретация величины Δ представляется

затруднительной, и Δ следует рассматривать скорее как техническую характеристику, относящуюся к определенной толщине мишени (а в некоторых случаях и к заданному материалу и толщине полупрозрачной подложки).

Кривые распределения по энергиям электронов, вышедших из пленки, подобно случаю ВЭЭ на отражение, также обладают тонкой структурой. Особенно важна тонкая структура вблизи пика, соответствующего первичным электронам, прошедшим через пленку без потери энергии. Эта тонкая структура, обусловленная

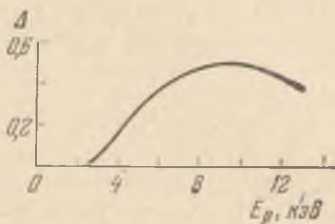


Рис. 15. Зависимость Δ от E_p при ВЭЭ на отражение [35].

ХПЭ, явилась предметом многочисленных исследований (см. § 6 гл. II). В отличие от случая ВЭЭ на отражение ХПЭ при простреле пленок связаны в основном с объемными свойствами вещества пленки.

Распределение электронов по углам вылета имеет специфический вид: чем больше E_p при данном значении L , тем больше направление электронов, прошедших пленку, приближается к направлению движения первичных электронов (рис. 16). На это распределение, особенно вблизи граничной энергии $E_{\text{экст}}$, накладывается распределение истинно-вторичных электронов, близкое к закону косинуса.

Зависимость коэффициентов ВЭЭ на прострел от угла падения первичных электронов в некотором отношении похожа на подобные зависимости для ВЭЭ на отражение. Например,

$$D_\varphi = D_0 \cos \varphi, \quad (7)$$

где D_0 — прозрачность пленки при $\varphi = 0$. Однако угловая зависимость Δ выражена значительно слабее, чем при ВЭЭ на отражение, вследствие того, что первичные электроны, попадающие в область пленки, откуда

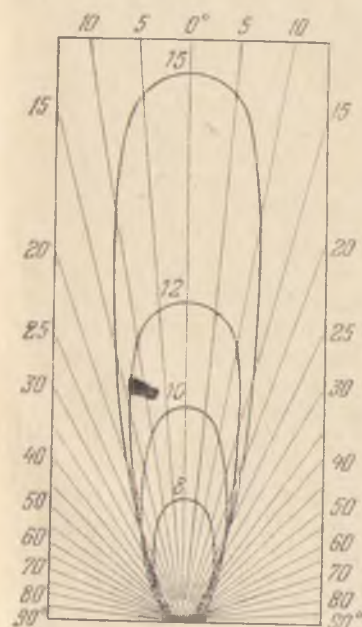


Рис. 16. Распределение по углам вылета прошедших через пленку электронов при ВЭЭ на прострел [31] для разных E_p (цифры на кривых — в кэВ).

возможен выход вторичных электронов, могут иметь значения энергии от E_p до 0 и широкий разброс по направлениям.

Протекание ВЭЭ на прострел во времени так же, как и в случае ВЭЭ на отражение, может быть охарактеризовано величиной τ_s — интервалом времени между моментом попадания на пленку первичного электрона и максимумом кривой, описывающей временную дисперсию эмиттированных из пленки вторичных электронов.

Коэффициенты ВЭЭ на прострел так же, как и на отражение, имеют статистический характер. Для поликристаллических пленок они представляют собою усреднение как по отдельным актам эмиссии (в том числе и по глубине прохождения пленок электронами), так и по различным кристаллографическим направлениям.

У монокристаллических пленочных мишеней при высоких значениях E_p можно наблюдать явление, подобное каналированию заряженных частиц в монокристалле [38, 39]. Поэтому тонкая структура зависимостей коэффициентов ВЭЭ от E_p и ϕ , а также различие в глубинах выхода λ для разных кристаллографических направлений имеют место и при ВЭЭ на прострел. В связи с этим для монокристаллических пленочных мишеней имеет смысл указывать не усредненные значения Σ , Δ , D , а соответствующие коэффициенты с индексами граней: Σ_{hkl} , Δ_{hkl} , D_{hkl} .

§ 5. Электронно-возбужденная проводимость полупроводников и диэлектриков

Существует два основных способа изучения электронно-возбужденной проводимости (ЭВП). В первом из них оба электрода наносятся на одну и ту же поверхность образца, а бомбардировке электронами подвергается участок этой поверхности в промежутке между электродами (рис. 17, а). При этом направление электрического поля в образце оказывается перпендикулярным направлению падения возбуждающего электронного пучка (метод поперечной ЭВП). Во втором способе электроды наносятся на противоположные поверхности образца («сэндвич»), а электронный пучок проходит в образец сквозь один из этих электродов, который делается полупрозрачным (рис. 17, б). Электрическое поле в образце может при этом быть параллельно (или антипараллельно) направлению возбуждающего пучка (метод продольной ЭВП). Частным случаем этого метода является метод электронного контакта, когда роль одного из электродов играет заряд на поверхности вещества, образованный вспомогательным (контактным) электронным пучком.

Основной экспериментальной характеристикой ЭВП является коэффициент ЭВП g , равный отношению дополнительного (наведенного) заряда Q_g , прошедшего во внешней цепи бомбардируе-

мой мишени, к заряду Q_p , принесенному на мишень за то же время первичным пучком:

$$g = Q_g/Q_p. \quad (1)$$

При стационарном режиме бомбардировки коэффициент ЭВП $g_{ст}$ определяется как отношение стационарного тока ЭВП $i_{г ст}$ к первичному току i_p :

$$g_{ст} = i_{г ст}/i_p. \quad (2)$$

Стационарный ток ЭВП представляет собою разность двух токов:

$$i_{г ст} = i_{AB} - i_t, \quad (3)$$

где i_{AB} — полный стационарный ток, протекающий при электронной бомбардировке между двумя металлическими электродами A и B , нанесенными на диэлектрический или полупроводниковый образец (рис. 17), i_t — ток между этими же электродами в отсутствие электронной бомбардировки (темновой ток).

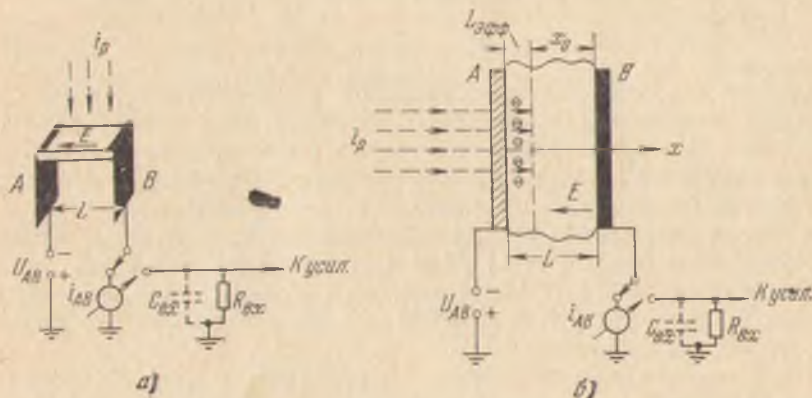


Рис. 17. Пояснение принципа измерения поперечной (а) и продольной (б) электронно-возбужденной проводимости.

Путь, проходимый i -м носителем тока, обладающим подвижностью μ_i , вдоль электрического поля напряженности E за время жизни τ_i называется сдвигом w_i . По определению

$$w_i = v_{др i} \tau_i = \mu_i E \tau_i, \quad (4)$$

где $v_{др i} = \mu_i E$ — дрейфовая скорость i -го носителя тока. Если i -й носитель тока проходит вдоль поля путь w_i , меньший или равный расстоянию между электродами L , то на электродах индуцируется заряд

$$q_i = e w_i / L. \quad (5)$$

Полный заряд $Q_{гт}$, паведенный во внешней цепи, складывается

из суммы зарядов, индуцированных всеми электронами и дырками, движущимися в образце:

$$Q_{gm} = \frac{e}{L} \sum_{i=1}^{\Delta n_0} (w_{in} + w_{ip}), \quad (6)$$

где Δn_0 — число созданных пучком электронно-дырочных пар, w_{in} и w_{ip} — соответственно сдвиги электронов и дырок.

Как уже указывалось в § 2, эффективное число термолизованных носителей Δn , принимающих участие в ЭВП, меньше общего числа возникших под действием электронного пучка электронно-дырочных пар Δn_0 вследствие того, что часть электронов испускается в вакуум, часть рекомбинирует с дырками глубоколежащих зон. Кроме того, некоторая часть носителей может быть захвачена глубокими ловушками (центрами рекомбинации) вблизи места их возникновения, прежде чем они смогут принять заметное участие в переносе тока ($w_i \ll L$).

Отношение

$$\beta_r = \Delta n / \Delta n_0 \quad (7)$$

называется коэффициентом начальной рекомбинации. Обычно в поликристаллических и аморфных образцах диэлектриков $\beta \ll 1$. Величина β_r характеризует не только «безынерционные» потери числа носителей за счет ВЭЭ или рентгеновского излучения, но и истинную начальную рекомбинацию электронов с дырками в области электронно-дырочной плазмы твердого тела за время термолизации ($t \leq 10^{-12}$ с). Так как в вакуум возможна лишь эмиссия отрицательных носителей, то в общем случае число термолизованных электронов и дырок в соответствующих зонах может несколько различаться.

Обычно электроны и дырки, вытягиваемые полем из области их генерации, в реальных образцах прилипают на ловушках прежде, чем они успевают пройти сквозь весь образец. Термическое возбуждение возвращает носители из ловушек в соответствующие зоны, где они вновь могут принимать участие в переносе тока. Для учета влияния мелких ловушек на величину подвижности вводится понятие о дрейфовой подвижности $\mu_{др}$ [40], которая определяется следующим образом:

$$\mu_{др} = \Delta n \mu / (\Delta n + n_l), \quad (8)$$

где μ — средняя подвижность свободных электронов в зоне проводимости (или дырок в валентной зоне) без учета прилипания к мелким ловушкам, n_l — число носителей, захваченных мелкими ловушками. Отношение

$$\beta_l = \mu_{др} / \mu \quad (9)$$

есть коэффициент уменьшения подвижности за счет прилипания.

Дрейфовая подвижность $\mu_{др}$ меньше обычной подвижности во столько раз, во сколько раз среднее время $\Delta\tau$ пребывания носителя в соответствующей зоне между актами прилипания меньше среднего времени нахождения носителя в ловушке. Время между актами прилипания носителя к ловушке равно

$$\Delta\tau = (vS_{л}N_{л})^{-1}, \quad (10)$$

где v — тепловая скорость носителей, равная $\sqrt{2kT/m}$, $S_{л}$ — сечение захвата носителя ловушкой, $N_{л}$ — концентрация центров прилипания.

Среднее время жизни свободного носителя τ в зоне от момента термализации до акта рекомбинации выражается через сечение захвата носителей данного типа центром рекомбинации S_r и концентрацию центров рекомбинации N_r аналогично (10). Величина сечения захвата S_r определяется видом силового поля вблизи центра рекомбинации (центра, притягивающего по закону Кулона, нейтрального центра, центра, отталкивающего по закону Кулона). В общем случае в одном образце может быть несколько различных типов центров рекомбинации. Время жизни носителя в ловушке

$$\tau_{л} = [v \exp(-\Delta E_{л}/kT)]^{-1}, \quad (11)$$

где v — частотный фактор ловушки (максимальное значение v равно максимальной частоте колебаний кристаллической решетки $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$), $\Delta E_{л}$ — глубина ловушки (энергетический зазор между соответствующей зоной и уровнем прилипания). Таким образом, для коэффициента $\beta_{л}$ можно написать следующее выражение:

$$\beta_{л} = \frac{\Delta\tau}{\tau_{л}} = \frac{v \exp(-\Delta E_{л}/kT)}{vS_{л}N_{л}}, \quad (12)$$

которое при подстановке $v/vS_{л} = N_{эфф}$ ($N_{эфф}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости или в валентной зоне) переходит в

$$\beta_{л} = \frac{N_{эфф}}{N_{л}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{л}}{kT}\right). \quad (13)$$

Это выражение характеризует зависимость дрейфовой подвижности от свойств образца ($N_{эфф}$, $N_{л}$, $S_{л}$, $\Delta E_{л}$) и температуры решетки [40].

Используя выражения (4)–(9), величину полного заряда, индуцируемого во внешней цепи при ЭВП, можно записать в виде

$$Q_{gm} = \frac{eE}{L} \sum_{i=1}^{\beta_r \Delta n_0} (\beta_{лn} \mu_{in} \tau_{in} + \beta_{лp} \mu_{ip} \tau_{ip}), \quad (14)$$

где $\beta_{лn}$, $\beta_{лp}$, τ_{in} , τ_{ip} , μ_{in} и μ_{ip} — соответственно коэффициенты

уменьшения подвижности за счет прилипания, времена жизни и подвижности для электронов и дырок.

Вводя понятие о среднем времени жизни τ и средней подвижности μ свободных носителей, из (14) получим

$$Q_{gm} = (e\beta_r \Delta n_0 / L) (\beta_{an} |w_n| + \beta_{ap} |w_p|), \quad (15)$$

где $w_n = \mu_n \tau_n E$ и $w_p = \mu_p \tau_p E$ — средние сдвиги соответственно свободных электронов и дырок. В случае, если напряженность поля E в образце не слишком велика, можно считать, что μ и τ не зависят от E .

Если глубина проникновения первичного пучка $L_{\text{эфф}} \ll L$, то при положительном потенциале на заднем электроде B через образец будут дрейфовать только носители одного знака — электроны. Сдвигом дырок в этом случае можно пренебречь. При противоположной полярности можно пренебречь сдвигом электронов.

В большинстве диэлектриков основной вклад в ток ЭВП вносят электроны (монополярная проводимость n -типа). Дырки практически немедленно захватываются глубокими ловушками, образуя положительный объемный заряд. В таких случаях (15) можно переписать, опуская индексы, характеризующие знак носителя, следующим образом:

$$Q_g = \frac{e\beta_r \beta_a \Delta n_0 \mu}{L} = \frac{e\beta_r \Delta n_0 \mu_{\text{др}} \tau U_{AB}}{L^2}. \quad (16)$$

Коэффициент ЭВП в соответствии с (1) можно представить в виде

$$g = \frac{Q_g}{Q_p} = \frac{\beta_r \beta_a \Delta n_0 \mu}{LN_p} = \frac{\beta_r \Delta n_0 \mu_{\text{др}} \tau U_{AB}}{L^2 N_p}, \quad (17)$$

где $Q_p = eN_p$ — заряд, приносимый на мишень первичным пучком (при импульсном режиме облучения $Q_p = i_p \tau_p$, i_p — амплитуда П-образного импульса первичного тока, τ_p — длительность импульса), $U_{AB} = EL$ — разность потенциалов между передним (A) и задним (B) электродами. В диэлектриках в большинстве случаев можно также пренебречь темновой проводимостью. Это не относится к методу электронного контакта, где темновой ток i_t может иметь заметную величину. Выражения (16) и (17) справедливы лишь в том случае, если поле в образце можно считать однородным. Именно этот случай осуществляется при использовании метода «сэндвича» и метода электронного контакта. В случае применения метода поперечной ЭВП, который наиболее распространен при изучении ЭВП низкоомных полупроводников, поле в образце может быть существенно неоднородным, и уравнениями (16) и (17) при этом пользоваться нельзя. Дальнейшее рассмотрение будет относиться в основном к случаю измерения продольной ЭВП.

Характерным временем при рассмотрении явления ЭВП является среднее время прохождения носителей через слой (время пролета)

$$T = L/v_{др} = L^2/(\mu_{др} U_{AB}). \quad (18)$$

С учетом (18) выражение (17) для коэффициента ЭВП можно представить в виде

$$g = \beta_r \delta_{g0} G, \quad (19)$$

где $\delta_{g0} = \Delta n_0/N_p$ — внутреннее, «вторично-электронное» усиление, или внутренний выход (полное число электронно-дырочных пар, которое может быть создано одним первичным электроном с данной энергией E_p), $G = \tau/T$ — так называемое фотоэлектрическое усиление (для электронов $G_n = \tau_n/T_n$, для дырок $G_p = \tau_p/T_p$). Таким образом, как видно из (19), коэффициент ЭВП представляет собой уменьшенное в β_r^{-1} раз ($\beta_r \leq 1$) произведение внутреннего вторично-электронного усиления δ_{g0} на фотоэлектрическое усиление G . Выражения (17) и (19) при подстановке в них (18) дают вместе с тем зависимость тока ЭВП от приложенной разности потенциалов U_{AB} . Они справедливы, если средний сдвиг носителей в направлении поля меньше L . При этом ток ЭВП, пропорциональный g , линейно зависит от U_{AB} , т. е. для тока ЭВП выполняется закон Ома.

Если условие $w < L$ не выполняется, то при увеличении «тянущего» поля коэффициент g будет стремиться к насыщению, так как за время τ часть носителей успеет пройти сквозь образец и войти в электрод. При этом среднее расстояние \bar{x} , которое носитель проходит вдоль поля, может оказаться меньше возможного среднего сдвига в поле данной напряженности [41]:

$$\bar{x} = w(1 - e^{-x_0/w}), \quad (20)$$

где x_0 — расстояние от места освобождения носителя до электрода, по направлению к которому он дрейфует (рис. 17). Если $L_{эфф} \ll L$, то $x_0 \approx L$. Тогда из выражения (19) для коэффициента ЭВП получаем известную формулу Гехта [41]

$$g = \beta_r \delta_{g0} \frac{\bar{x}}{L} = \beta_r \delta_{g0} \frac{w}{L} (1 - e^{-L/w}). \quad (21)$$

Эту зависимость, представляющую собой вольт-амперную характеристику тока ЭВП (без учета влияния объемного заряда и повышенной рекомбинации в слабых полях), удобно записать в нормированном виде:

$$\Delta_g = G [1 - \exp(-G^{-1})], \quad (22)$$

где $\Delta_g = g/g_\infty$, $g = \beta_r \delta_{g0}$ и $G = U_{AB}/U_0$ (через U_0 обозначен

некоторый характерный для данного образца потенциал, равный $L^2/\mu_{др}\tau$.

Как видно из (18), величина U_0 соответствует такому напряжению между электродами, при котором время пролета T равно среднему времени жизни носителя τ .

Зависимость $\Delta_g(G)$ приведена на рис. 18 (кривая 1). Сопоставление этой теоретической зависимости с экспериментальными кривыми $g(U_{AB})$ позволяет определять такие важные характеристики ЭВП,

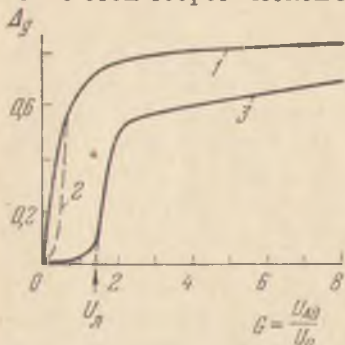


Рис. 18. Теоретическая вольт-амперная характеристика тока ЭВП при импульсном режиме облучения (кривая 1, формула Гехта); экспериментальная зависимость импульсного тока ЭВП от напряжений на образце при малых тлеющих полях (2); вольт-амперная характеристика тока ЭВП при стационарном режиме бомбардировки (3).

как сдвиг в единичном поле $\tau\mu_{др}$ и коэффициент $g_\infty = \beta_r\delta_{g0}$ [42—44]. Штриховой линией 2 на рис. 18 показана экспериментальная зависимость $\Delta_g(G)$ при очень малых полях, когда носители противоположного знака слабо разделяются, и в области электронно-дырочной плазмы имеется не учитываемая формулой Гехта повышенная вероятность рекомбинации. При этом рекомбинационное время жизни τ оказывается зависящим от U_{AB} и уменьшенным по сравнению с величиной $(\nu S_r N_r)^{-1}$, что и ведет к уменьшению коэффициента ЭВП.

В случае, когда носители создаются электронным пучком равномерно по всей толще образца ($L_{эфф} > L$), усредняя (19) по всем x_0 от нуля до L , получим вольт-амперную характеристику ЭВП в виде

$$\Delta_g = G \{1 - G [1 - \exp(-G^{-1})]\}. \quad (23)$$

При $L \gg w$, когда второй член в фигурных скобках мал по сравнению с единицей, вольт-амперная характеристика (23) принимает вид закона Ома

$$\Delta_g = G = \mu_{др}\tau U_{AB}/L^2. \quad (24)$$

Таким образом, отступления от закона Ома в случае вольт-амперной характеристики тока ЭВП обусловлены либо эффектом уноса полем неравновесных носителей в электрод ($w > L$), либо зависимостью от напряженности поля времени жизни τ и дрейфовой подвижности $\mu_{др}$.

При стационарном режиме облучения ток ЭВП $i_{гст}$ через образец отсутствует до тех пор, пока приложенное поле меньше поля объемного заряда полностью заполненных центров прилипа-

ния [45, 46], т. е. пока

$$E = U_{AB}/L < 2\pi e N_d L/\epsilon, \quad (25)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость образца. Величина

$$U_d = 2\pi e N_d L^2/\epsilon \quad (26)$$

носит название напряжения заполнения ловушек [46]. Резкое возрастание стационарного тока ЭВП начинается при $U_{AB} \geq U_d$ (кривая 3 на рис. 18). Определив из опыта значение $U_{AB}^* = U_d$, можно с помощью (26) оценить концентрацию ловушек N_d в данном образце.

При использовании метода электронного контакта причиной неомического характера вольт-амперной характеристики тока ЭВП может быть отставание потенциала поверхности диэлектрика U_t от потенциала коллектора U_c (в качестве коллектора при использовании метода электронного контакта обычно применяется мелкоструктурная сетка, помещаемая в непосредственной близости от поверхности диэлектрика). Вольт-амперная характеристика ЭВП в этом случае может иметь участок с отрицательным наклоном (падает с ростом U_c [47]). Это наблюдается, когда величина стационарного тока ЭВП сквозь слой i_{gst} приближается к величине первичного тока i_{p1} вспомогательного (контактного) луча. Для получения достоверных данных о коэффициенте ЭВП методом электронного контакта необходимо выполнить условие $i_{p1} \gg i_{gst}$ (см. подробнее § 6 гл. X).

При стационарном режиме облучения еще одним важным параметром, характеризующим ЭВП диэлектриков и полупроводников, является кратность α_g . Кратность определяется как отношение полного стационарного тока через слой в возбужденном состоянии i_{AB} к темновому току i_t :

$$\alpha_g = i_{AB}/i_t = (i_{gst} + i_t)/i_t = g_{st}i_p/i_t + 1. \quad (27)$$

Отсюда можно получить связь между g_{st} и α_g :

$$g_{st} = i_t(\alpha_g - 1)/i_p. \quad (28)$$

При кратности $\alpha_g = 1$ ($i_{AB} = i_t$) коэффициент ЭВП $g_{st} = 0$. Кратность, равная двум, соответствует случаю, когда ток ЭВП i_{gst} равен темновому. Зависимость кратности α_g от разности потенциалов на слое U_{AB} является важной характеристикой стационарного режима бомбардировки образца. В случае метода электронного контакта величина темнового тока i_t сквозь слой определяется током контактного луча i_{p1} . При возрастании U_{AB} величина i_t в этом случае стремится к величине первичного тока вспомогательного пучка i_{p1} . При этом $\alpha_g \rightarrow 1$, а $g_{st} \rightarrow 0$.

Здесь мы не учитываем возможности возрастания концентрации носителей за счет ударной ионизации в сильных полях, при наличии которой зависимость электропроводности от поля описывается экспоненциальным законом Пуля. Следует иметь в виду, что при исследовании так называемой вторично-электронной проводимости (ВЭП) [48] зависимость коэффициента ВЭП от разности потенциалов на слое может иметь экспоненциальный характер [49]. В этом случае вторичные электроны движутся в основном по порам, и ударная ионизация играет существенную роль.

Второй важнейшей характеристикой ЭВП является зависимость коэффициента ЭВП g от энергии первичных электронов E_p . Если работать с достаточно совершенными монокристаллическими образцами и применять достаточно сильные поля и высокие энергии первичных электронов, то коэффициент «безынерционных» потерь неравновесных носителей $\beta_r \rightarrow 1$. В этом случае коэффициент g_∞ совпадает с коэффициентом внутреннего вторично-электронного выхода δ_{g0} :

$$g_\infty = \delta_{g0} = \Delta E_p / \bar{\varepsilon} = \Delta E_p / (k \Delta E_g), \quad (29)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия образования одной электроно-дырочной пары, ΔE_g — ширина запрещенной зоны, k — коэффициент, не зависящий от энергии первичного электрона E_p в широком интервале изменения E_p (обычно $k \approx 2 \div 3$ [50—52]). Здесь под ΔE_p следует понимать энергию, теряемую первичным электроном в образце. При этом, как правило, пренебрегают потерями энергии, связанными с ВЭЭ (σ), неупругим отражением электронов (η) и рентгеновским излучением. При малых и средних значениях E_p первыми двумя факторами пренебрегать нельзя *). Однако при больших значениях E_p , по данным [51, 53], отвод энергии от мишени за счет ВЭЭ и рентгеновского излучения обычно не превышает 5%. Если электрон полностью тормозится в образце ($L_{эф} \approx L$), то $\Delta E_p \approx E_p$. При использовании метода сэндвича следует также учитывать потери энергии, испытываемые первичным электроном при простреле переднего полупрозрачного электрода.

Зависимость $g(E_p)$ отражает ход зависимости $\delta_g(E_p)$, так как коэффициент ЭВП g_∞ пропорционален потерям энергии в образ-

*) Следует также иметь в виду, что при бомбардировке монокристаллов полупроводников и диэлектриков проявляется анизотропия как вторично-эмиссионных характеристик, так и характеристик ЭВП. Влияние упорядоченности кристаллической решетки на величину коэффициента ЭВП можно исследовать, изучая с помощью метода продольной ЭВП зависимость g от угла падения φ электронного пучка на поверхность определенной грани полупроводникового монокристалла [26] (см. подробнее § 3 гл. II).

це. Зависимости $g(E_p)$ схематически показаны на рис. 19 и 20. Если глубина проникновения электронов в образец превосходит толщину образца L , то на кривой $g(E_p)$ обнаруживается отчетливо выраженный максимум. Резкий рост g начинается с энергии первичных электронов E_{p0} , соответствующей полному прострелу образца первичным пучком. При $E_p < E_{p0}$ непростреливаемый

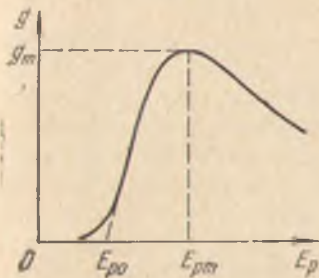


Рис. 19. Зависимость коэффициента ЭВП диэлектрика от E_p .

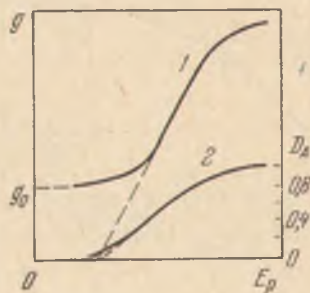


Рис. 20. Зависимость коэффициента ЭВП диэлектрика от E_p при неполном простреле образца пучком первичных электронов (кривая 1) и коэффициент прозрачности $D_A(E_p)$ переднего электрода (кривая 2).

пучком слой образца имеет очень высокое сопротивление, и его роль аналогична роли балластного сопротивления во внешней цепи, ограничивающего ток через образец. Ход кривой $g(E_p)$ при использовании метода сэндвича существенно зависит от прозрачности D_A переднего электрода A (кривая 2 на рис. 20). Отличие g от нуля при энергии первичных электронов $E_p < E_{p0}$ (E_{p0} — энергия, необходимая для прострела переднего электрода) обычно связывают с внутренним фотоэффектом в образце, вызываемым мягкими рентгеновскими лучами, которые образуются при торможении электронов в полупрозрачном электроде [43, 54].

Существенной характеристикой ЭВП является зависимость наведенного тока i_g от тока в возбуждающем пучке i_p . Она представляет собой аналог люкс-амперной характеристики фотопроводимости *). Очевидно, что о коэффициенте ЭВП g как о некоторой физической величине, характерной для данного образца или, точнее, для данной системы (диэлектрик — металл или металл —

*) Более правильно говорить о зависимости наведенного тока от скорости возбуждения f , которая пропорциональна энергии пучка $W_p = i_p U_p$, поглощаемой в образце в единицу времени. Обычно зависимости i_g от i_p снимаются при энергии первичных электронов E_{pm} , соответствующей максимуму кривой $g(E_p)$.

диэлектрик — металл), можно говорить лишь в том случае, если ток ЭВП линейно зависит от тока пучка (рис. 21). В этом случае g не зависит от плотности первичного тока j_p . Если имеется

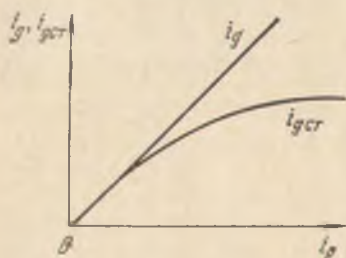


Рис. 21. Зависимость тока ЭВП от тока первичного пучка при импульсном и статическом режиме бомбардировки.

зависимость коэффициента ЭВП от плотности тока j_p , то имеет смысл говорить о некотором эффективном коэффициенте ЭВП $g_{эфф}$, зависящем от режима облучения.

Зависимость $g_{эфф}(j_p)$ при больших j_p присуща только статическому режиму облучения (рис. 21). Нелинейность рассматриваемой зависимости обусловлена наличием в мишени определенных центров рекомбинации с концентрацией N_r и сечением захвата S_r , заполнение которых изменяется с изменением темпа возбуждения $f \sim i_p U_p$. Это означает, что при очень высоком уровне возбуждения вероятность рекомбинации $P_r = \tau_r^{-1} = v S_r N_r$ начинает зависеть от концентрации свободных носителей Δn , поскольку число эффективных центров рекомбинации (т. е. центров, захвативших носители со знаком, противоположным знаку основных носителей) также будет определяться величиной Δn .

В случае так называемой бимолекулярной рекомбинации в диэлектриках $N_r \propto \Delta n$. Так как в стационарном состоянии скорость возбуждения f должна равняться скорости рекомбинации

$$f = \Delta n P_r = \Delta n v S_r N_r, \quad (30)$$

то при условии $N_r = \Delta n$ получим

$$\Delta n = \left(\frac{f}{v S_r} \right)^{1/2} \propto i_p^{1/2}. \quad (31)$$

Время жизни носителей τ тоже будет зависеть от i_p :

$$\tau = (v S_r \Delta n)^{-1} = f^{-1/2} \propto i_p^{-1/2}. \quad (32)$$

Как следует из (17), в этом случае эффективный коэффициент ЭВП $g_{эфф} \propto i_p^{-1/2}$. Центры прилипания (мелкие ловушки) захватывают носители лишь на некоторое время и затем отдают их в соответствующие зоны. Поэтому они непосредственно не играют существенной роли в процессах рекомбинации. При использовании импульсного режима и малых амплитуд тока i_p темп возбуждения низок, уровни рекомбинации почти пусты и зависимость импульсного наведенного тока i_g от амплитуды импульса тока пучка i_p носит строго линейный характер (рис. 21).

Токи ЭВП через образец, не превышающие по величине $i_p \delta_g$, носят название истинных или первичных токов ЭВП (по аналогии с первичными токами фотопроводимости, для которых квантовый выход внутреннего фотоэффекта не превышает единицы). Однако термин «первичный ток ЭВП» в настоящее время следует считать устаревшим. Более правильно говорить в этом случае о неустановившемся (или установившемся) переходном токе [55], для

Таблица 1

Характер тока электропно-возбужденной проводимости	Соотношение между временами установления рекомбинационного (τ) и диффузионно-дрейфового (θ) равновесия	Интервал времени, в течение которого сохраняется данный характер тока	Примечание
Переходной неустановившийся ток (равновесие отсутствует как в пространстве энергий, так и в пространстве координат)	$\tau \approx \theta$	$0 < t < \tau$	По терминологии Гудена и Поля (см. в [55]) этот ток соответствует начальной стадии так называемого первичного тока возбужденной проводимости
Переходной установившийся ток (установилось равновесие в пространстве энергий)	$\tau \ll \theta$	$\tau < t < \theta$	Этот случай типичен для диэлектриков и высокоомных полупроводников. По терминологии Гудена и Поля этот ток соответствует первичному току возбужденной проводимости
Сквозной неустановившийся ток (установилось равновесие в пространстве координат)	$\tau \gg \theta$	$\tau > t > \theta$	Этот случай характерен для типичных полупроводников с большим временем жизни носителей τ
Сквозной установившийся ток $i_{гст}$ (стационарный ток). Равновесие установилось как в пространстве энергий, так и в пространстве координат	$\tau \approx \theta$	$t > \tau > \theta$	В случае, если $\tau > T$ (T — пролетное время), сквозной ток может превышать величину первичного тока. По терминологии Гудена и Поля этому случаю соответствует появление так называемого вторичного тока возбужденной проводимости

которого характерно отсутствие равновесия в пространстве координат (см. таблицу 1). Термин «переходной» в данном случае означает, что на этой стадии ЭВП имеет место переходной процесс, при котором токи ЭВП в различных сечениях образца неодинаковы. При регистрации во внешней цепи переходного тока ЭВП электроны из электродов практически не входят в образец. Исключение составляют лишь те электроны, которые нейтрализуют положительные дырки, подходящие к отрицательному электроду. Таким образом, переходной (или первичный) ток ЭВП обусловлен движением лишь тех зарядов, которые освобождены в самом образце в результате бомбардировки его электронным пучком.

Если имеет место инжекция электронов (дырок) из контакта в образец (это легко осуществляется, например, при использовании метода электронного контакта), то установившийся сквозной ток ЭВП $i_{гст}$ (стационарный ток) может превосходить величину $i_p \delta_g$ за счет фотоэлектрического усиления G . Величина $G = \tau/T$ может превышать единицу из-за того, что эффективное время жизни носителя в образце $\tau_{эфф}$ может оказаться больше времени пролета T : в стационарном режиме на место каждого ушедшего в электрод носителя в соответствии с уравнением непрерывности в образце из противоположного электрода войдет другой носитель, а так как носители одного знака неразличимы, то замена ушедшего носителя его двойником эквивалентна удлинению жизни носителя $\tau_{эфф}$.

Поскольку, как ясно из сказанного, эффективное время жизни $\tau_{эфф}$ при наблюдении сквозного установившегося тока ЭВП $i_{гст}$ существенно зависит от уровня инжекции носителей из контакта и скорости возбуждения электронно-дырочных пар в образце (от уровня возбуждения зависит число носителей со знаком, противоположным знаку носителей, вводимых из контакта, а следовательно, темп рекомбинации), то величиной $i_{гст}$ можно управлять в очень широких пределах, меняя соотношение между первичными токами основного (рабочего) и вспомогательного (контактного) пучков. Очевидно, что коэффициент ЭВП $g_{ст}$, вычисленный в соответствии с выражением (2), в этом случае ($G > 1$) не может служить физической характеристикой исследуемого вещества, а скорее характеризует режим облучения (уровень инжекции носителей из контакта и уровень возбуждения).

Величина и временной характер изменения тока ЭВП зависят от соотношения между характеристическими временами τ , T и θ и моментом времени t , в который производится измерение наведенного заряда $Q_g(t)$ (отсчет времени ведется от момента включения возбуждения). Время θ характеризует скорость установления в образце диффузионно-дрейфового равновесия — процесса превращения переходного тока в сквозной, т. е. одинаковый во всех сечениях цепи. Величина θ в простейшем случае максвел-

ловской релаксации определяется удельным сопротивлением ρ и диэлектрической проницаемостью образца ϵ :

$$\theta = (\epsilon\rho/4\pi) \cdot 10^{-12} \text{ с} = R_t C_t. \quad (33)$$

В таблице 1 приведена современная классификация различных стадий изменения тока ЭВП, введенная по аналогии с тем, как это сделано в случае фотопроводимости [55], взамен устаревшего разделения тока возбужденной проводимости на первичный и вторичный.

Так как для многих диэлектриков и высокоомных полупроводников $\tau \leq 10^{-9} - 10^{-10}$ с, то даже при использовании современной наносекундной импульсной техники переходной неустановившийся ток ($t < \tau$) обычно либо вообще не может быть измерен, либо является трудно измеримой величиной. Чаще осуществляется регистрация переходного установившегося тока i_g ($t > \tau$) и сквозного установившегося тока $i_{гст}$ (стационарного тока). При этом в случае использования метода одиночных импульсов для измерения коэффициента ЭВП диэлектриков перед каждым новым измерением Q_g необходимо применять специальные меры для компенсации ранее накопленного в образце объемного заряда (см. подробнее § 4 гл. X). Поле этого заряда, направленное противоположно внешнему тянущему полю, может привести при малых G к полному запираанию тока ЭВП через образец (см. кривую 3 на рис. 18).

Вследствие прилипания носителей тока на мелких ловушках и последующего термического возбуждения их до уровня дна зоны проводимости, где они могут продолжать дрейф под действием поля, экспериментально наблюдаемое время нарастания тока ЭВП, а также время его затухания после прекращения возбуждения может оказаться значительно больше рекомбинационного времени жизни носителей τ . В предельном случае, когда концентрация захваченных на ловушках носителей n_t гораздо больше концентрации свободных носителей Δn , время затухания тока ЭВП будет определяться главным образом скоростью опустошения ловушек, а не скоростью рекомбинации. В этом случае говорят о послевозбужденной проводимости (ПВП).

В случае низкоомных полупроводников, для которых $\theta < \tau$, наиболее типичным является случай регистрации неустановившегося сквозного тока ($\theta < t < \tau$), для которого характерно равновесие в пространстве координат и отсутствие равновесия в пространстве энергий.

Если величина входного сопротивления $R_{вх}$ измерительной цепи выбрана достаточно большой, так что $R_{вх} C_{вх} \gg T$ ($C_{вх}$ — входная емкость мишени, которая является суммой паразитной емкости схемы и емкости образца C_t), то это дает возможность

накапливать на емкости $C_{вх}$ весь заряд Q_g тока ЭВП. Этот метод наиболее удобен для измерения подвижности $\mu_{др}$ носителей тока в диэлектриках [56 — 58]. Создавая первичным пучком электронов с малой длительностью импульса τ_p электронно-дырочные пары лишь вблизи одного из электродов (например, у электрода A), можно, меняя направление поля в слое, «протягивать» сквозь

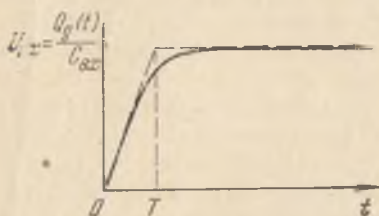


Рис. 22. Форма импульса напряжения на интегрирующей $R_{вх}C_{вх}$ -цепочке в цепи подложки диэлектрического образца при ЭВП в режиме импульсной электронной бомбардировки ($\tau_p < T$) [56].

образец либо электроны, либо дырки. В этом случае заряд на емкости $C_{вх}$ будет возрастать до тех пор, пока все носители не достигнут электрода B . При $t \gg T$ накопленный заряд начинает медленно спадать (рис. 22) вследствие конечного сопротивления $R_{вх}$ входной цепи. Для каждого i -го носителя время пролета T_i имеет свое вполне определенное значение. Плавный же переход к насыщению величины $Q_g(t)$ связан с тем, что область, в которой образуются пары, имеет конечную протяженность $L_{эфф}$ вдоль оси x (см. рис. 17,б), а также с тем, что носители распределены по области $L_{эфф}$ неравномерно и имеется разброс по величине дрейфовой подвижности вокруг ее среднего значения $\mu_{др}$. Очевидно, что определение из этих опытов величины дрейфовой подвижности $\mu_{др}$ с помощью формулы (18) возможно лишь при выполнении условия $L_{эфф} \ll L$ и использовании режима одиночных импульсов первичного тока с длительностью $\tau_p \ll T$ (см. § 5 гл. X).

Полный заряд, наведенный во внешней $R_{вх}C_{вх}$ -цепи за время T , равен

$$Q_g \approx T^{-1} C_{вх} \int_0^T U_{вх}(t) dt, \quad (34)$$

где $U_{вх}(t)$ — падение напряжения на входном сопротивлении $R_{вх}$. В случае приблизительно линейного изменения входного сигнала ($U_{вх}(t) \approx U_{вх m} t/T$ при $0 \leq t \leq T$) имеем

$$Q_g = C_{вх} U_{вх m}^2 / 2. \quad (35)$$

Отсюда, зная величины i_p и τ_p , в соответствии с (1) можно вычислить коэффициент ЭВП

$$g = C_{вх} U_{вх m} / (2 i_p \tau_p). \quad (36)$$

В случае приповерхностного $p-n$ -перехода, включенного в зазорном направлении, внешнее напряжение U_{AB} оказывается

приложенным в основном к области перехода. В этом случае число собранных носителей при ЭВП зависит от того, «доберутся» или нет за счет процесса диффузии созданные пучком электроны и дырки от области их возникновения до области локализации $p-n$ -перехода, где происходит их эффективное разделение. Этот процесс характеризуется величиной диффузионной длины для электронов и дырок: $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ и $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, где $D_{n,p}$ — коэффициент диффузии.

§ 6. Зарядка поверхности диэлектриков и изолированных металлических мишеней при электронной бомбардировке

При бомбардировке электронами твердых тел возможна зарядка облучаемых объектов. Целесообразно рассмотреть процессы зарядки в следующих трех основных случаях: а) зарядка изолированного металлического тела, б) зарядка поверхности массивного диэлектрика ($L \gg L_{эфф}$) и в) зарядка тонкого диэлектрического слоя (толщина диэлектрика $L \leq L_{эфф}$). Кроме того, при исследовании диэлектрических мишеней следует различать два случая:

1) зарядка расфокусированным пучком электронов с однородным или близким к однородному распределением плотности тока по сечению пучка (диаметр пучка на мишени намного превышает расстояние d между мишенью и коллектором вторичных электронов) и

2) зарядка узким сфокусированным пучком с гауссовским распределением тока по сечению пучка (диаметр пучка значительно меньше толщины мишени и расстояния до коллектора).

Первый случай принято называть случаем ближнего коллектора, второй — случаем дальнего коллектора.

Основными величинами, характеризующими кинетику зарядки, являются: знак заряда, величина заряда $Q(t)$, скорость накопления (или стекания) заряда $dQ(t)/dt$, распределение плотности заряда по поверхности $\eta(x, y, t)$ и объему $\rho(x, y, z, t)$, распределение потенциала по поверхности $U_i(x, y, t)$, а также время, отсчитанное от начала зарядки, в течение которого имеет место либо полный отбор вторичного тока τ_m , либо полное закирание (отсечка) вторичного тока τ_m .

Зарядка поверхности нелинейных оптических кристаллов (КДР, АДР) вызывает изменение тензора диэлектрической проницаемости. Вследствие этого изменяется поляризация проходящего через кристалл лазерного луча [61 — 63]. Этот эффект может быть использован для определения потенциала поверхности. При зарядке диэлектрических жидкостей или термопластических материалов, из-за взаимодействия поверхностных зарядов с их

электрическими изображениями в подложке, происходит изменение толщины мишеней [64—66]. Этот эффект можно обнаружить по сдвигу фазы световой волны, проходящей через заряженную пленку [67].

В случае непрозрачных пьезокерамических мишеней, изменяющих свою толщину при зарядке поверхности, эффект зарядки обнаруживается по изменению интерференционной картины при отражении монохроматического светового луча от мишени [68]. Наиболее удобно в последнем случае воспользоваться весьма чувствительным методом сопоставления голографических изображений поверхности гладкой пьезоэлектрической мишени при различных условиях зарядки [68].

Обратимые изменения поверхностных свойств диэлектрика являются причиной обнаруженного в [59, 60] эффекта обратимого изменения емкости (ОИЕ) тонких диэлектрических мишеней, в которых в качестве одной из обкладок используется мелкоструктурная растровая сетка, находящаяся непосредственно на поверхности диэлектрика. Шаг сетки p должен при этом быть порядка толщины диэлектрика L .

а) Зарядка изолированного металлического тела. Рассмотрим вначале простейший случай зарядки — зарядку металлического шара M . Поместим его в центре сферического металлического коллектора K и изолируем от земли достаточно большим сопротивлением R_t так, чтобы можно было пренебречь токами утечки по сравнению с током i_p пучка электронов ($R_t \rightarrow \infty$) (рис. 23). Если радиус a мишени M значительно меньше радиуса b коллекторной сферы K , то это соответствует хорошо известному случаю сферического конденсатора Лукирского [69]. При геометрии такого типа рассмотрение зарядки существенно упрощается, так как накопленный на мишени заряд равномерно растекается по

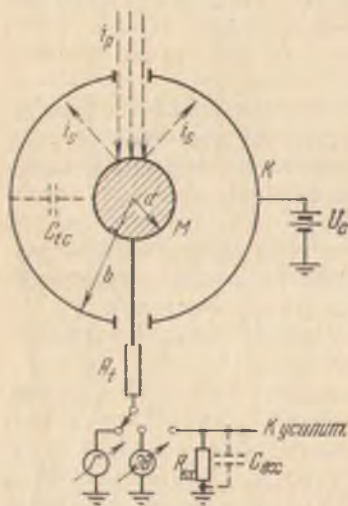


Рис. 23. Зарядка металлического шара электронным пучком. ЭН — электростатический вольтметр, Г — гальванометр.

поверхности мишени, а вторичные электроны, вылетающие из мишени, при любом накопленном на мишени заряде попадают в сферическое поле. В этом случае практически можно не учитывать влияние таких факторов, осложняющих процесс зарядки в реальных условиях, как краевые поля [70], локальное поле неоднородного зарядного пятна [77—84] и ЭВП.

При зарядке мишени до потенциала $\pm U_t$ первичные электроны попадают на мишень с энергией $e(U_p \pm U_t) = E_p$. Кроме того, данному значению E_p может соответствовать не истинное, а некоторое эффективное значение коэффициента ВЭЭ $\sigma_{\text{эфф}}$, зависящее от условий отбора вторичного тока (см. § 3 данной главы). Знак заряда Q_t , накопленного на облучаемой электронами мишени, зависит от энергии первичных электронов E_p , вторично-эмиссионных свойств мишени и разности потенциалов U_{tc} между мишенью и коллектором. При $\sigma_{\text{эфф}} > 1$ на мишени накапливается положительный заряд, при $\sigma_{\text{эфф}} < 1$ — отрицательный.

На кривых $\sigma(E_p)$ и $\sigma_{\text{эфф}}(E_p)$ имеются четыре точки, где либо $\sigma = 1$, либо $\sigma_{\text{эфф}} = 1$. Это точки a, b, c и d (рис. 24). В точках b и d $\sigma = 1$, а в точках a и c $\sigma_{\text{эфф}} = 1$. Точки a, c и d являются точками устойчивого равновесия. Точка b , где $E_p = E_p^*$, является точкой неустойчивого равновесия. Это показано стрелками на рис. 24.

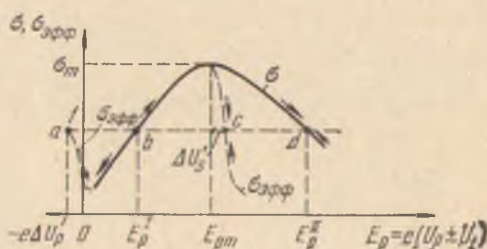


Рис. 24. Зависимости σ и $\sigma_{\text{эфф}}$ от энергии первичных электронов. U_p — внешняя ускоряющая разность потенциалов, U_t — потенциал мишени,

ΔU_s^* — задерживающая разность потенциалов между мишенью и коллектором, при которой $\sigma_{\text{эфф}} = 1$ (при $\sigma > 1$); ΔU_p — величина, характеризующая разброс первичных электронов по нормальным к поверхности мишени составляющим скорости.

Кинетика зарядки существенно зависит от направления электрического поля E у поверхности мишени. Если вектор E направлен от коллектора к мишени, то все эмиттированные электроны уходят на коллектор и зарядный ток при $\sigma > 1$ равен $i_t = i_{sm} - i_p$. Эта стадия зарядки называется зарядкой в условиях полного отбора вторичного тока, а время τ_m от начала зарядки до момента, когда E становится равным нулю, — временем полного отбора вторичного тока.

При обратном направлении E возможны два случая. Если задерживающий потенциал $|U_{tc}| \geq U_p$, то вторичные электроны вообще не попадают на коллектор и в цепи мишени M протекает максимальный зарядный ток $i_t = i_p$. Эта стадия зарядки называется зарядкой в условиях отсечки (полного запираения) вторичного тока. Время от начала облучения электронами до момента, когда самые быстрые вторичные электроны начинают попадать на коллектор, называется временем отсечки вторичного тока τ_m . При $|U_{tc}| \leq U_p$ часть вторичных электронов (а именно — упруго отраженные электроны) попадает на коллектор, и в цепи мишени начинается разностный ток $i_t = i_p - i_s$.

При достаточно продолжительном облучении мишени электронами между мишенью и коллектором устанавливается равновесное значение разности потенциалов U_{tc} . При положительной зарядке мишени эта величина называется верхним равновесным потенциалом и обозначается $\Delta U_s'$. При $U_{tc} > 0$ эта величина действительно является равновесной разностью потенциалов между мишенью и коллектором, а при $U_{tc} = 0$ — стационарным потенциалом, до которого заряжается металлическая мишень (рис. 25).

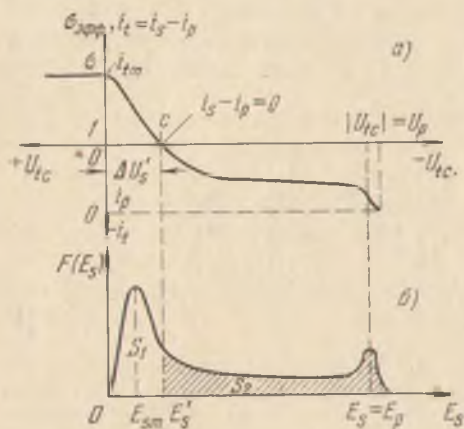


Рис. 25. Зависимости эффективного коэффициента ВЭЭ $\sigma_{\text{эфф}}$ и зарядного тока i_z от разности потенциалов между шаровой металлической мишенью и сферическим коллектором (а) и распределение вторичных электронов по полным энергиям (б).

Величина $\Delta U_s'$ для различных веществ различна. В области $E_p \approx E_{fm}$ величина $\Delta U_s'$ имеет максимальное значение и меняется слабо, для большинства металлов и диэлектриков она лежит в пределах от 5 до 15 В.

Энергия вторичных электронов $E_s' = e\Delta U_s'$ делит кривую распределения вторичных электронов по полным энергиям (рис. 25, б) на две части, для которых отношение площадей

$S_1/S_2 = \sigma - 1$. (1)

Так как полная площадь под кривой $N(E_s)$ равна

$$S = \frac{1}{i_p} \int_0^\infty \frac{di_z}{dE_s} dE_s = \frac{i_{sm}}{i_p} = \sigma, \quad (2)$$

то при задерживающей разности потенциалов $|U_{tc}| = \Delta U_s'$ на коллектор уходит только та часть вторичных электронов, которой соответствует заштрихованная область с площадью $S_2 = S/\sigma$. При любой задерживающей разности потенциалов U_{tc} отношение

$$S_2/S = \sigma_{\text{эфф}}/\sigma. \quad (3)$$

С увеличением абсолютной величины задерживающей разности потенциалов U_{tc} величина этого отношения падает, стремясь к нулю при $|U_{tc}| \geq U_p$.

Рассмотрим три характерных области на кривой $\sigma(E_p)$ (см. рис. 24).

Если $E_p < E_p^I$, то на мишени будет накапливаться отрицательный заряд. Величина отрицательного потенциала мишени

U_t будет возрастать, а энергия первичных электронов $E_p = e(U_p - U_t)$ будет уменьшаться. Коэффициент σ при этом будет падать до тех пор, пока величина E_p не станет равной нулю. Дальнейшее попадание первичных электронов на мишень возможно только за счет разброса начальных скоростей первичных электронов ΔE_p . На рис. 24 задержка первичного пучка вблизи $E_p \approx 0$ показана штриховой линией, которая характеризует не ход коэффициента ВЭЭ $\sigma(E_p)$ (при $E_p \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow 0$), а ход $\sigma_{\text{эфф}}(E_p)$. Величина $\sigma_{\text{эфф}}$ стремится к единице при полном электронно-оптическом отражении первичного пучка от мишени, отрицательно заряженной до потенциала $|U_t| = U_p + \Delta U_p$, где ΔU_p характеризует разброс электронов первичного пучка по нормальным к поверхности мишени составляющим скорости.

Ход зависимости $i_t(t)$ при этом имеет вид, показанный на рис. 26, а. Вначале после включения первичного пучка рост абсолютной величины отрицательного потенциала мишени U_t приводит к уменьшению σ , т. е. к возрастанию разностного тока $i_t = i_p - i_s$. После момента времени τ_m , к которому потенциал мишени достигает значения $|U_t| \approx U_p$, начинается резкое уменьшение тока, связанное с задержкой первичного пучка (при $t = \tau_0$ зарядный ток $i_t = 0$). Скорость этого спада определяется разбросом по энергиям первичного пучка ΔE_p и геометрией прибора.

Полностью задержать вторичный ток легче всего при малых энергиях E_p . Если задерживающий потенциал $|U_c| \geq U_p$, то зарядка в этом случае протекает в условиях полной отсечки тока i_s (этому соответствует зависимость $i_t(t)$, отмеченная на рис. 26, б цифрой 1). Скорость зарядки в этом случае наибольшая ($i_{tm} = i_p$). Цифрами 2—5 на рис. 26, б обозначены зависимости $i_t(t)$ при условии частичного

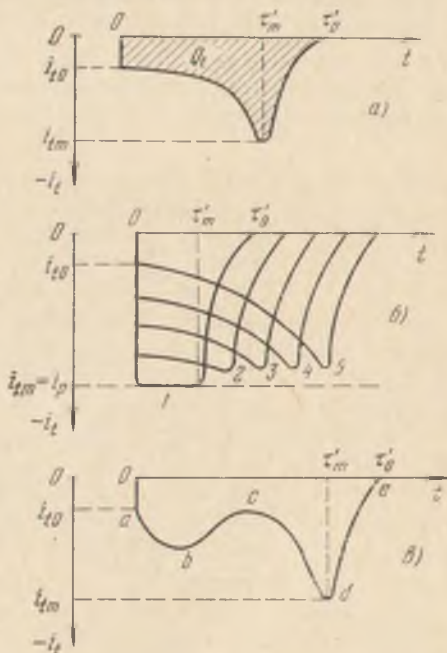


Рис. 26. Зависимость зарядного тока от времени бомбардировки в случае изолированной металлической мишени при $E_p < E_p^*$. а) $U_c \geq 0$, б) $|U_{c1}| > |U_{c2}| > |U_{c3}| > |U_{c4}| > |U_{c5}|$, в) с учетом немонотонного хода кривой $\sigma(E_p)$ при малых E_p .

запирания (кривые 2—4) или полного отбора (кривая 5) вторичного тока в момент начала процесса зарядки, когда $i_t(0) = i_{t0} = i_p - i_{sm}$. В этих условиях максимальная величина разностного тока не достигает тока пучка, так как о при $E_p \rightarrow 0 \pm \Delta E_p$ не падает до нуля (из-за упругого отражения медленных первичных электронов).

Кинетика зарядки металлической мишени при $E_p < E_p^I$ может иметь и более сложный характер (рис. 26, в). Дело в том, что зависимость $\sigma(E_p)$ в области очень малых E_p носит немонотонный характер даже в случае поликристаллов (для простоты на рис. 24 не показаны локальные максимумы и минимумы, имеющиеся на кривой $\sigma(E_p)$ в области малых E_p). Наличие этих особенностей приводит к тому, что на участках ab и cd (рис. 26, в) коэффициент σ уменьшается с увеличением отрицательного заряда на мишени, а на участке bc коэффициент σ возрастает. На участке de возрастает (стремясь к единице) $\sigma_{эфф}$. В момент времени τ_0 накопление заряда на мишени прекращается, так как первичный пучок полностью отражается от мишени.

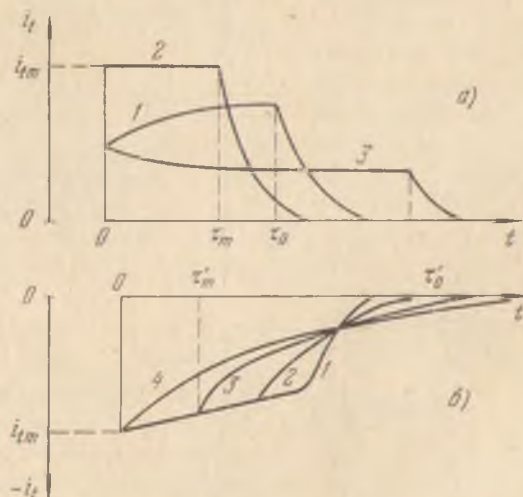


Рис. 27. Зависимость зарядного тока от времени бомбардировки в случае изолированной металлической мишени. а) $U_c > 0$, б) $E_p > E_p^{II}$.

В области $E_p^I < E_p < E_p^{II}$ (см. рис. 24) кинетика накопления заряда носит иной характер (рис. 27, а). Зависимость $i_t(t)$ в этом случае может носить либо возрастающий (кривая 1), либо падающий (кривая 3) характер в зависимости от того, где выбрано на-

чальное значение энергии первичных электронов E_p — слева ($E_p^I < E_p < E_{pm}$), или справа ($E_p^{II} > E_p > E_{pm}$) от точки E_{pm} . Если E_p выбрано вблизи E_{pm} ($E_p \approx E_{pm}$), т. е. в области пологой части кривой $\sigma(E_p)$, то при накоплении заряда на мишени изменение энергии электронов будет мало влиять на величину σ , и зарядный ток i_t будет оставаться практически постоянным вплоть до момента $t = \tau_m$ (кривая 2 на рис. 27, а). Вслед за моментом τ_m начинается задержка вторичного тока, которая продолжается вплоть до момента $t = \tau_0$, когда ток зарядки становится равным нулю.

Участок спада тока i_t в промежутке между $t = \tau_m$ и $t = \tau_0$ в рассматриваемом случае сферического задерживающего поля при отношении $b/a \geq 10$ есть не что иное, как начальный (до точки $U_{ic} = \Delta U_s^*$) участок кривой задержки истинно-вторичных электронов по полным энергиям (см. рис. 24 и 25). Таким образом, если в области $E_p < E_p^I$ ход кривой $\sigma_{эфф}(U_t)$ при $t > \tau_m$ связан с шириной ΔE_p спектра первичных электронов, то в области $E_p^I < E_p < E_p^{II}$ характер зависимости $\sigma_{эфф}(U_{ic})$ при $t > \tau_m$ определяется спектром истинно-вторичных электронов $N(E_s)$.

Вопрос о зарядке в условиях полного отбора вторичного тока при $\sigma > 1$ следует рассмотреть более подробно. Выберем начальную энергию первичных электронов E_p равной E_{pm} ($\sigma = \sigma_m$), так как зарядный ток в этом случае максимален (рис. 27, а, кривая 2).

На рис. 28 показано, как изменяются кривые зарядки $i_t(t)$ с изменением положительного потенциала на коллекторе и с изменением тока пучка. Рост потенциала коллектора U_c приводит к пропорциональному увеличению времени τ_m сохранения условия полного отбора вторичного тока (рис. 28, а). При заданном потенциале на коллекторе это время тем меньше, чем больше ток пучка (рис. 28, б). Зависимость потенциала мишени от времени бомбардировки, следующая из кривых $i_t(t)$ рис. 28, показана на рис. 29. Зарядка мишени до максимально возможного положительного потенциала $U_t = U_c + \Delta U_s^*$ вначале происходит линейно (до точки τ_m), затем имеется нелинейный участок (между τ_m и τ_0), и, наконец, после момента τ_0 зарядка прекращается ($\sigma_{эфф} = 1$). Время τ_0 достижения максимально возможного потенциала возрастает с уменьшением тока пучка. Наклон кривых $U_t(t)$ характеризует скорость изменения потенциала мишени dU_t/dt в различные моменты времени бомбардировки t .

Максимальный заряд Q_{im} , который может быть накоплен на мишени, определяется потенциалом коллектора U_c , емкостью сферического конденсатора C_{ic} и величиной верхнего равновесного потенциала ΔU_s^* , зависящего от средней энергии вторичных

электронов и σ . При $U_c \gg \Delta U_s^*$

$$Q_{tm} \approx C_{tc} U_c = abU_c / (b - a). \quad (4)$$

С другой стороны, в условиях полного отбора вторичного тока

$$Q_{tm} = i_p (\sigma - 1) \tau_m. \quad (5)$$

Приравнивая эти два выражения, получим

$$\tau_m \approx abU_c / [(b - a) i_p (\sigma - 1)]. \quad (6)$$

Таким образом, при a , близком к b , время сохранения условия

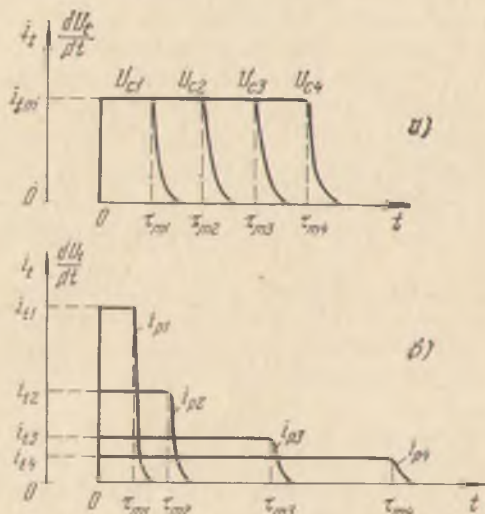


Рис. 28. Зависимость зарядного тока i_t от времени бомбардировки в случае изолированной металлической мишени при постоянном первичном токе и различных значениях потенциала коллектора (а) и при постоянном потенциале коллектора и различных ($i_{p1} > i_{p2} > i_{p3} > i_{p4}$) токах первичного пучка (б).

полного отбора вторичного тока τ_m обратно пропорционально расстоянию $b - a$ между мишенью и коллектором.

При $a \ll b$ $C_{tc} \approx C_t = a$ и

$$\tau_m \approx aU_c / [i_p (\sigma - 1)]. \quad (7)$$

Третьей точкой устойчивого равновесия на кривой $\sigma(E_p)$ является точка d (см. рис. 24), в которой $E_p = E_p^{II}$. При $E_p > E_p^{II}$ накопление отрицательного заряда приводит к уменьшению E_p до значения E_p^{II} , при котором дальнейшая зарядка прекращается ($\sigma = 1$). Мишень приобретает в этом случае отрицательный потенциал $|U_t| = U_p - U_p^{II}$. В области $E_p > E_p^{II}$ зависимость $i_t(t)$

может иметь в отличие от двух выше рассмотренных случаев только падающий характер (рис. 27, б), несколько различный при разных значениях потенциала коллектора. Кривые 1, 2 и 3

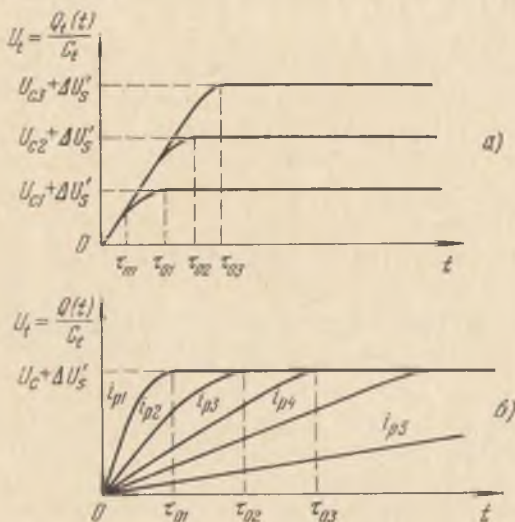


Рис. 29. Зависимость потенциала мишени от времени бомбардировки при $\sigma > 1$: при постоянном токе пучка i_p и различных потенциалах на коллекторе (а) и при постоянном потенциале на коллекторе и различных ($i_{p1} > i_{p2} > i_{p3} > i_{p4} > i_{p5}$) токах первичного пучка (б).

рис. 27, б относится к случаю, когда коллектор имеет отрицательный потенциал по отношению к мишени ($U_c < 0$, причем $|U_{c1}| > |U_{c2}| > |U_{c3}|$), кривая 4 — $U_c \geq 0$. В начальные моменты зарядки, пока $|U_c| > |U_t|$, вторичные электроны попадают в задерживающее поле. В этих условиях зарядный ток близок к первичному.

В реальных условиях полной отсечки вторичного тока обычно не происходит, так как для этого в области $E_p > E_p^{II}$ необходимо подавать на коллектор очень высокий потенциал $|U_c| \geq U_p$. Однако, так как часть спектра вторичных электронов составляют медленные истинно-вторичные электроны, то наблюдается частичная отсечка тока i_s . Из-за этого $i_{tm} < i_p$, и зависимости $i_t(t)$ при $t \leq \tau_m$ имеют отличный от нуля наклон к оси времени. Уменьшение зарядного тока до нуля в момент τ_0 происходит тем позднее, чем меньше длится зарядка в условиях отсечки тока истинно-вторичных электронов.

Для всех рассмотренных случаев величина накопленного заряда Q_t определяется площадью под кривой изменения во

времени ($0 \leq t \leq \tau_0$) зарядного тока (см. рис. 26, а):

$$|Q_t| = \int_0^{\tau_0} |i_t(t)| dt = i_p \int_0^{\tau_0} [\sigma_{эфф}(t) - 1] dt. \quad (8)$$

Стационарный потенциал мишени

$$|U_{tст}| = \frac{i_p}{C_{tc}} \int_0^{\tau_0} [\sigma_{эфф}(t) - 1] dt, \quad (9)$$

или при $C_{tc} \approx C_t = a$

$$|U_{tст}| = \frac{i_p}{a} \int_0^{\tau_0} [\sigma_{эфф}(t) - 1] dt. \quad (10)$$

На рис. 30 приведены зависимости стабильных потенциалов мишени $U_{tст}$ от U_p при различных значениях потенциала кол-

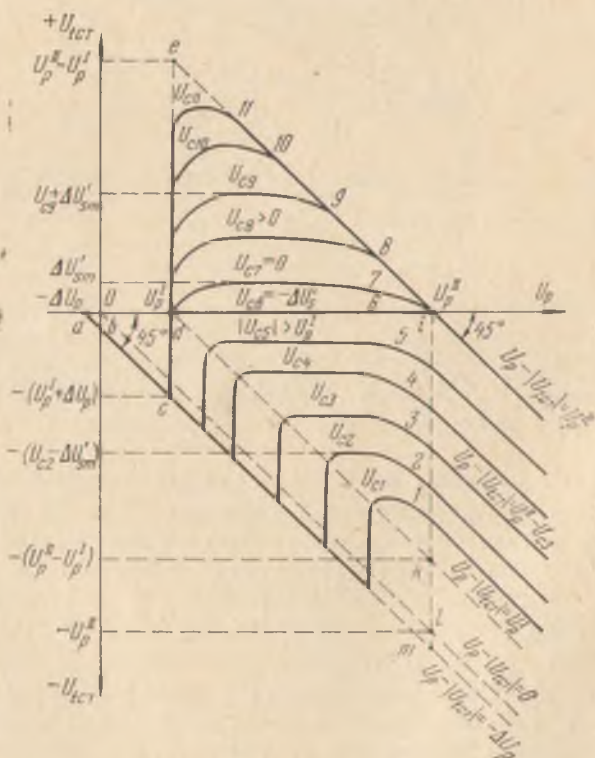


Рис. 30. Зависимость стабильных потенциалов мишени $U_{tст}$ от внешнего ускоряющего напряжения U_p при различных потенциалах коллектора.

лктора U_c [71—74]. При $U_p = 0$ возможна зарядка мишени до небольшого отрицательного потенциала $-\Delta U_p$, зависящего от ширины энергетического спектра первичных электронов. По этой причине зависимость стабильного потенциала от U_p начинается не из начала координат, а из точки a , где $U_p = -\Delta U_p$. Далее при возрастании U_p стабильный отрицательный потенциал мишени возрастает по абсолютной величине, оставаясь равным $|U_p + \Delta U_p|$. Этому соответствует прямая bc , идущая под углом 45° к оси абсцисс. При $U_p \approx U_p^I$ происходит скачкообразное изменение знака стабильного потенциала мишени (участок cde). Величина стабильного потенциала в области $U_p^I < U_p < U_p^{II}$, т. е. на участке dei , зависит от величины потенциала коллектора U_c и величины ΔU_s . Вблизи критических потенциалов величина ΔU_s есть функция от U_p : по мере приближения к критическим потенциалам величина ΔU_s уменьшается, стремясь к нулю при $U_p = U_p^I$ и $U_p = U_p^{II}$. При $U_p = U_{pm}$ величина ΔU_s достигает максимальной величины, равной ΔU_{sm} . Этим объясняется ход зависимостей $U_{ict}(U_p)$ при $U_c \geq 0$ (кривые 7—11). Аналогичные участки имеются и на зависимостях $U_{ict}(U_p)$ при $U_c < 0$ (кривые 1—5). При $U_c = 0$ изолированная металлическая мишень в сферическом конденсаторе заряжается до равновесного потенциала $U_{ict} = +\Delta U_s$, зависящего от величины U_p (кривая 7) [73, 74]. При $U_c = -\Delta U_s$ эффективный коэффициент ВЭЭ $\sigma_{эфф} = 1$. Если отрицательный потенциал коллектора U_c по абсолютной величине больше ΔU_s , то при любых значениях U_p на мишени может накопиться лишь отрицательный заряд (кривые 1—5). Кроме того, при $|U_c| > U_p^I$ зашпирание вторичного тока с мишени и связанное с этим уменьшение $\sigma_{эфф}$ приводит к сдвигу эффективного критического потенциала U_p^I к большим значениям U_p по сравнению с истинным критическим потенциалом. Это является причиной сдвига точки c , резкого возрастания потенциала U_{ict} вниз по прямой $abcm$. Точки, лежащие на линии cm , квазистабильны, так как отклонения потенциала вверх от этой прямой могут быть скомпенсированы, а отклонения вниз компенсироваться не могут, так как при этих условиях первичные электроны не смогут попасть на мишень. В области $U_p > U_p^{II}$ кривая стабильных потенциалов для изолированной металлической мишени идет под углом 45° к оси абсцисс (участок правее прямой $iklm$). При этом прямая $U_{ict}(U_p)$ удовлетворяет условию $|U_{ict}| = U_p - U_p^{II}$, если $|U_c| \geq 0$, либо условию $|U_{ict}| = (U_p - U_p^{II}) + |U_c|$, если $U_c < 0$. При $|U_c| \geq U_p^{II}$ равновесный отрицательный потенциал мишени с точностью до разброса ΔU_p первичных электронов по энергиям равен U_p , т. е. лежит

на продолжении прямой $abcm$. В области значений U_p , где $\sigma_{эфф} < 1$ за счет частичной ($U_p^I < |U_c| < U_p$) или полной ($|U_c| > U_p$) отсечки вторичного тока отрицательным потенциалом на коллекторе (область ниже оси абсцисс между точками d и i), равновесный отрицательный потенциал мишени определяется потенциалом коллектора U_c (точнее, $|U_c - \Delta U_s|$, если $|U_c| \leq U_p^{II}$). Следует также иметь в виду, что величина U_p^{II} существенно зависит от угла φ падения электронного пучка на мишень. С увеличением φ значение U_p^{II} резко возрастает, что связано с угловой зависимостью коэффициента ВЭЭ $\sigma(\varphi)$. В области значений $U_p^I < U_p < U_p^{II}$, где $\sigma > 1$, как видно из рис. 30, существует предельный положительный потенциал мишени $U_{ист} = U_p^{II} - U_p^I$ (точка e), после достижения которого потенциал может перейти в устойчивую точку i , где $U_{ист} = 0$. Видно также, что предельный положительный потенциал мишени тем выше, чем ближе выбранное значение U_p к U_{pm} , и понижается по мере приближения U_p к U_p^I или к U_p^{II} . Таким образом, предельное значение положительного потенциала коллектора, до которого может зарядиться изолированная от земли металлическая мишень, не может превысить разности между вторым и первым критическими потенциалами для данного материала.

Процесс разрядки мишени, связанный с утечкой зарядов с мишени или попаданием на мишень потоков ионов, сглаживает ход кривой $U_{ист}(U_p)$. При этом все участки этой зависимости, наклоненные под углом 45° к оси абсцисс или параллельные этой оси, приближаются к ней. В пределе при $R_t \rightarrow 0$ кривая $U_{ист}(U_p)$ для металлической мишени совпадает с осью абсцисс при всех значениях U_p и U_c . Если сопротивление R_t в цепи мишени конечно, то потенциал мишени будет определяться как зарядкой за счет ВЭЭ, так и токами утечки:

$$U_t(t) = i_p(\sigma - 1)R_t(1 - e^{-t/(R_tCt)}). \quad (11)$$

Очевидно, что время τ_{ml} зарядки мишени до потенциала коллектора $U_c \gg \Delta U_s$ при наличии утечек возрастет по сравнению с величиной τ_m при $R_t \rightarrow \infty$, определяемой выражением (5). Из выражения (11) при $U_t(\tau_{ml}) = U_c$ получим

$$\tau_{ml} = -R_t a \ln \left[1 - \frac{U_c}{R_t i_p (\sigma - 1)} \right]. \quad (12)$$

Зависимости времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ_{ml} при наличии тока утечки от потенциала коллектора (при $i_p = \text{const}$) и от тока пучка (при $U_c = \text{const}$) изображены на рис. 31. Для сравнения на этом же рисунке приведены

кривые $\tau_m(U_c)$ и $\tau_m(i_p)$, соответствующие случаю $R_t \rightarrow \infty$. Видно, что, начиная с определенных значений U_c и i_p , величина τ_{ml} резко возрастает, стремясь к ∞ . Это означает, что в данных условиях вообще не происходит нарушения условия полного отбора вторичного тока.

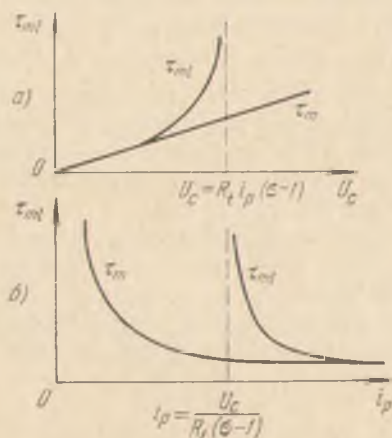


Рис. 31. Зависимость времени сохранения условия полного отбора [вторичного тока] от напряжения на коллекторе (а) и от тока пучка (б).

Если геометрия зарядного промежутка не имеет строго сферической симметрии, а представляет собой квазисферический (плоскость — сфера) или плоский конденсатор, то общий характер процесса зарядки остается тем же. В случае плоской геометрии при пренебрежении краевым эффектом зарядку мишени пучком электронов можно описать как зарядку плоского конденсатора [75].

При $R_t \rightarrow \infty$

$$\tau_m = \frac{U_c}{4\pi J_p d(\sigma - 1)}, \quad (13)$$

или при наличии тока утечки

$$\tau_{ml} = -\frac{R_t S}{4\pi d} \ln \left[1 - \frac{U_c}{R_t i_p (\sigma - 1)} \right], \quad (14)$$

где S — площадь пластин вакуумного конденсатора, d — расстояние между коллектором и мишенью. Однако при малых размерах пластин плоского конденсатора по сравнению с расстоянием d между ними существенное влияние на процесс зарядки начинают оказывать краевые эффекты. Краевые неоднородные поля

влияют на условия отбора вторичных электронов. В таких условиях стационарный потенциал, до которого заряжается изолированная металлическая мишень, может значительно отличаться от потенциала коллектора электронов [70]. С уменьшением расстояния d между мишенью и коллектором роль краевых эффектов уменьшается и потенциал мишени приближается к потенциалу коллектора. Следует отметить, что в случае плоского конденсатора величина равновесного потенциала ΔU_s^{**} отличается от величины ΔU_s^* в случае сферического конденсатора. Дело в том, что в плоском случае после нарушения условия полного отбора начинается задержка медленных истинно-вторичных электронов не по полным энергиям, а по нормальным к поверхности мишени составляющим скорости.

б) Зарядка массивных диэлектриков. Зарядка массивной диэлектрической мишени широким расфокусированным пучком электронов, сечение которого превышает размеры мишени, практически мало чем отличается от рассмотренного выше случая зарядки изолированного металлического электрода при сопротивлении утечки $R_t \rightarrow \infty$.

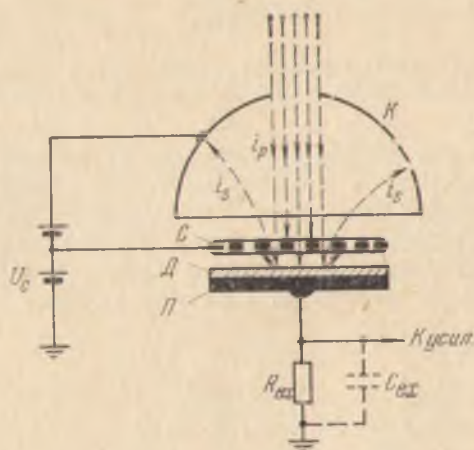


Рис. 32. Схематическое изображение устройства для исследования зарядки диэлектрика при бомбардировке электронным пучком. Д — диэлектрическая пластина, П — металлическая подложка, С — мелкоструктурная сетка (эффективный коллектор), К — дальний коллектор.

Рассмотрим бомбардировку толстой диэлектрической мишени сфокусированным электронным пучком (рис. 32). Распределение плотности тока в таком пучке обычно имеет гауссову или близкую к ней форму (рис. 33). Наиболее простым и наглядным является случай одиночного зарядного пятна, возникающего при бомбардировке мишени неподвижным электронным пучком. Попадание

такого пучка на поверхность диэлектрика, в условиях, когда имеет место полный отбор вторичного тока и утечкой заряда за счет проводимости (в том числе за счет ЭВП) можно пренебречь,

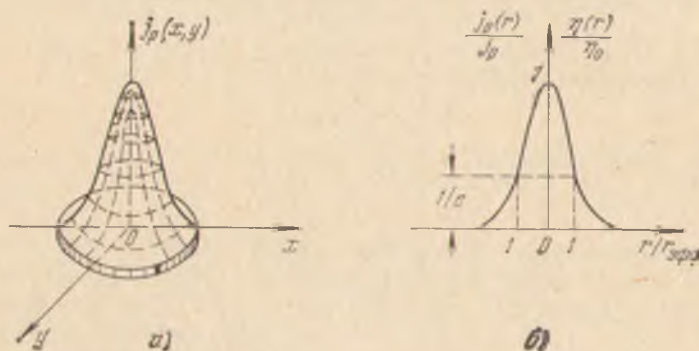


Рис. 33. Распределения плотности тока в сфокусированном электронном пучке (а), плотности тока и плотности свободного заряда вдоль радиуса зарядного пятна гауссовой формы (б).

приводит к появлению на поверхности диэлектрика зарядного пятна гауссовой формы (рис. 33, б):

$$\eta(r) = \eta_0 e^{-(r/r_{эфф})^2}, \quad (15)$$

где η_0 — плотность свободного поверхностного заряда в центре зарядного пятна *), r — расстояние от центра пятна до точки, в которой определяется плотность заряда. Расстояние от центра пятна, на котором плотность поверхностного заряда $\eta(r)$ уменьшается в e раз, называется эффективным радиусом пятна $r_{эфф}$. Полное количество заряда в пятне

$$Q = 2\pi\eta_0 \int_0^\infty r e^{-(r/r_{эфф})^2} dr = \pi\eta_0 r_{эфф}^2. \quad (16)$$

*) При рассмотрении процессов зарядки диэлектриков обычно говорят о трех различных величинах плотности зарядов: плотности свободного (на-саженного извне и захваченного на поверхностных и объемных ловушках) заряда, плотности связанного заряда $\eta_{связ}$ (заряд, выступающий на поверхность за счет поляризации диэлектрика) и плотности истинного или эффективного заряда $\eta_{эфф} \approx \eta_0/\epsilon$ (т. е. заряда на поверхности с учетом поляризации). Первый тип заряда часто называют гомозарядом, а второй — гетерозарядом. Эффективный поверхностный заряд есть суперпозиция гомо- и гетерозарядов.

Отсюда эффективный радиус пятна

$$r_{\text{эфф}} = [Q/(\pi\eta_0)]^{1/2}. \quad (17)$$

Для описания распределения заряда по неоднородному пятну может быть использована не только функция Гаусса, но и другие функции [76]. Например, распределение заряда по пятну может иметь косинус-квадратную:

$$\eta(r) = \eta_0 \cos^2(ar), \quad (18)$$

или «колоколообразную» форму:

$$\eta(r) = \eta_0 / (1 + r^2)^{3/2}. \quad (19)$$

Теоретические и экспериментальные исследования электрического поля зарядных пятен различной формы производились многими авторами [77—90]. На рис. 34, а приведена схематическая картина линий сил, действующих на электрон со стороны

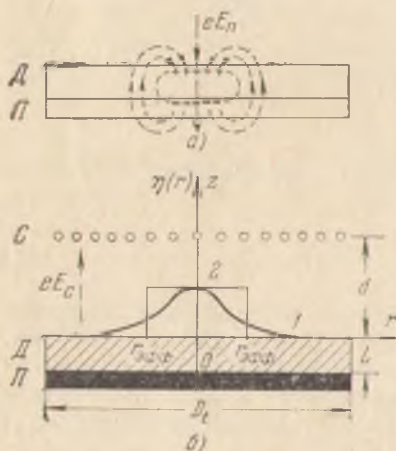


Рис. 34. Схематическое изображение поля положительного зарядного пятна, возникающего на поверхности диэлектрика при электронной бомбардировке (а), и распределение заряда на поверхности диэлектрика (б) в случае гауссова пятна (1) и однородного (прямоугольного или круглого) пятна (2).

положительных зарядов пятна, и их электрических изображений в металлической подложке. Видно, что в пределах пятна поле пятна E_n задерживает вторичные электроны, а вне пятна ускоряет их*). Такой характер поля положительного зарядного пятна приводит к тому, что условие полного отбора вторичного тока нарушается вначале над центром неоднородного зарядного пятна, а уже потом на его периферии. В результате плотность заряда на периферии начинает приближаться к плотности в центре. Это приводит к эффекту «распыливания» зарядного пятна, не связанному с поверхностными утечками или изменением распределения плотности тока по сечению пучка [79—82]. При

возрастании времени бомбардировки вплоть до момента $t \leq \tau_m$ скорость возрастания потенциала во всех точках пятна (x, y) пропорциональна плотности тока $j_p(x, y)$. Потенциальный профиль такого пятна подобен профилю распределения заряда $\eta(r)$. Пос-

*) В определенных условиях поле малого неоднородного положительного зарядного пятна, действуя как электронная линза, может вызывать самофокусировку пучка медленных электронов [59].

ле момента нарушения условия полного отбора накопление заряда в центре пятна замедляется. С этого момента начинается медленный процесс выравнивания заряда по площади, занимаемой пятном.

Полный заряд Q , накопленный на мишени к моменту t , равен

$$Q_t(t) = \int_0^t \int_S j_p(x, y) [\sigma_{эфф}(x, y, t) - 1] dt ds. \quad (20)$$

Величину этого заряда легко определить графически, облучая мишень П-образными импульсами первичного тока с длительностью $\tau_p > \tau_0$ (рис. 35, а) или импульсами с длительностью $\tau_p < \tau_m$ (рис. 35, б) и измеряя площадь под зависимостями $i_t(t)$ [80—82]. Наличие длинного «хвоста» у кривой $i_t(t)$ обусловлено медленным изменением во времени величины $\sigma_{эфф}(x, y, t)$ по поверхности пятна. Через промежуток времени τ_0 , который определяется уменьшением зарядного тока примерно на порядок (до практически неизмеряемой данным прибором величины), процесс выравнивания заряда по пятну не заканчивается полностью, а лишь переходит в квазиравновесную стадию. В связи с этим промежуток времени от нуля до τ_0 называется временем установления квазистационарного состояния.

Для определения τ_m Мак-Кеем [75] было предложено использовать выражения (13) и (14). Однако оба эти выражения, в которых пренебрегается эффектом поля малого зарядного пятна, дают, как показано в [80, 82], сильно завышенные значения τ_m .

Если $U_c = 0$, то и $\tau_m = 0$. Скорость зарядки в этом случае может быть охарактеризована эффективным временем $\tau_{эфф}$ уменьшения начального тока зарядки i_{tm} в e раз:

$$i_t(t) = i_{tm} e^{-t/\tau_{эфф}}. \quad (21)$$

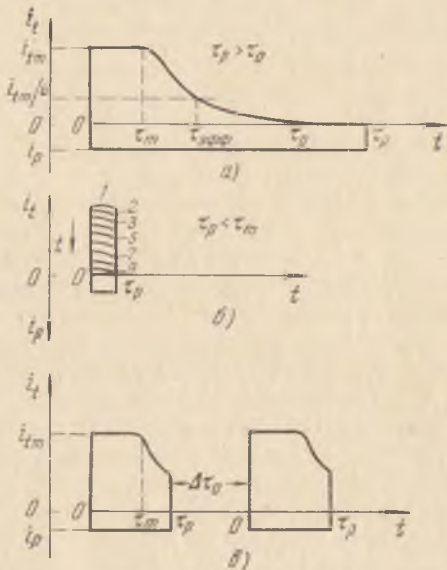


Рис. 35. Зависимость зарядного тока в цепи толстой диэлектрической мишени от времени бомбардировки при различных условиях: а) длинный импульс первичного тока; б) короткий импульс первичного тока, $\sigma > 1$, $E_p \approx E_{pm}$, комнатная температура; в) повышенная температура мишени.

Обычно промежуток времени $\tau_{\text{эфф}}$ примерно в e раз меньше времени τ_0 установления квазиравновесного состояния [82]. Величина заряда, который может быть накоплен на мишени, в соответствии с (21) равна

$$Q_t \approx (0,3 - 0,4) i_{tm} \tau_0 \quad (22)$$

При $U_c > 0$ величина отношения $U_{t0}(\tau_m)/U_c$ (где $U_{t0}(\tau_m)$ — потенциал в центре зарядного пятна в момент τ_m) зависит от эффективного радиуса пятна $r_{\text{эфф}}$, расстояния d между мишенью и коллектором, толщины диэлектрика L и его диэлектрической постоянной ϵ . Если отношение $U_{t0}(\tau_m)/U_c \approx 1$, то принято говорить, что выполняется условие сильного поля коллектора [79, 80, 82]. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы

$$r_{\text{эфф}} \geq A(d + L/\epsilon). \quad (23)$$

При $L/\epsilon \ll d$, как показывает расчет и эксперимент [82], для выполнения условия сильного поля коллектора достаточно, чтобы коэффициент $A \approx 4 - 5$, т. е. эффективный диаметр пятна $D_{\text{эфф}}$ должен примерно на порядок превышать расстояние d мишень — коллектор.

Если температура толстой диэлектрической мишени повышается, то за счет возрастания утечек по поверхности и объему происходит уменьшение величины плотности поверхностного заряда и изменение распределения $\eta(r)$ заряда по поверхности. Напряженность поля зарядного пятна при этом уменьшается, а время, в течение которого поддерживаются условия полного отбора вторичного тока, возрастает [80]. Меняя длительность паузы Δt между двумя последовательными облучениями, можно определить то минимальное время Δt_0 , которое необходимо, чтобы последующий импульс зарядного тока в точности повторял форму предыдущего (рис. 35, *с*). Этот интервал времени называется временем полной релаксации накопленного заряда. Можно говорить также о времени восстановления условия полного отбора вторичного тока Δt_m . Очевидно, что $\Delta t_m < \Delta t_0$.

Если эффективный радиус зарядного пятна $r_{\text{эфф}}$ значительно больше толщины диэлектрика L , то процесс разрядки можно приближенно описывать как разрядку плоского конденсатора с утечкой. Скорость разрядки такого конденсатора в первом приближении характеризуется максвелловской постоянной времени $R_t C_t = (\epsilon r/4\pi) \cdot 10^{-12}$ с. Однако во многих случаях разрядка не является чисто экспоненциальным процессом. Время стекания заряда может быть намного больше величины $R_t C_t$ мишени. Это связано с накоплением зарядов на глубоких уровнях, лежащих в запрещенной зоне (глубокие ловушки) [90].

Особым, долгоживущим состоянием зарядки диэлектриков, облученных электронным пучком, является электретное (катодо-

электретное) состояние [90—95], при котором заряды противоположного знака, захваченные на глубокие ловушки, пространственно разделены с помощью приложенной внешней разности потенциалов. Время релаксации таких зарядов (их называют гомозарядами в отличие от гетерозарядов — поляризационных зарядов, имеющих знак, обратный полярности поляризующего электрода) не определяется временем максвелловской релаксации, а экспоненциально зависит от глубины ловушек $\Delta E_{\text{л}}$ и температуры решетки.

В зависимости от окружающих условий (температура, влажность, давление воздуха, уровень радиации и т. п.) катодозлектретное состояние может сохраняться более или менее длительное время (вплоть до нескольких месяцев и даже лет). Внешним проявлением электретного состояния является электрическое поле, создаваемое заряженным диэлектриком в окружающем пространстве. Характеристики электретов изучают обычно методом токов термодеполяризации (ТДП), что эквивалентно упоминавшемуся выше методу послевозбужденной проводимости (ПВП). Характерной особенностью поведения электретов является возможность инверсии в ходе деполяризации знака поверхностного заряда. Электретное состояние характерно практически для всех твердых диэлектриков, способных длительно сохранять поверхностные и объемные заряды [93].

в) Зарядка тонких диэлектрических слоев. Зарядка тонкого диэлектрика широким пучком в первом приближении подобна зарядке изолированного металлического электрода при наличии утечек. При этом роль тока утечки играют стационарный темновой ток и ток ЭВП. Следует иметь в виду, что токи утечки, равные по величине току пучка, могут проходить через тонкие диэлектрические пленки даже в том случае, когда $L_{\text{эфф}} < L$ (случай низковольтной ЭВП [43 — 45, 96 — 100]). Очевидно, что при наличии токов утечки (собственных или индуцированных электронной бомбардировкой) ток зарядки в цепи подложки тонкой диэлектрической мишени не будет при электронной бомбардировке падать до нуля, т. е. $\sigma_{\text{эфф}}(t)$ не будет стремиться к единице. В результате зарядки в объеме диэлектрика за некоторое время $t = \tau_{\text{гст}}$ формируется стационарное распределение потенциалов и начинает протекать сквозной ток проводимости $i_{\text{гст}} = i_{\text{гст}}$, равный по абсолютной величине разности первичного и вторичного токов. Действительно, с учетом ЭВП изменение потенциала поверхности мишени dU_t за время dt равно

$$dU_t = \frac{i_p}{c_t} [(\sigma_{\text{эфф}} - 1) \mp g_{\text{эфф}}^{\pm}] dt, \quad (24)$$

где $g_{\text{эфф}}^{\pm}$ — эффективный коэффициент ЭВП, величина которого

зависит от знака зарядки поверхности мишени [43]. В стационарном состоянии $dU_i/dt = 0$, что возможно при $i_p \neq 0$, если

$$\sigma_{эфф} = 1 + g_{эфф}^+, \quad (25)$$

или

$$\sigma_{эфф} = 1 - g_{эфф}^-. \quad (26)$$

Это значит, что в первом случае

$$i_{t\text{ ст}} = i_{g\text{ ст}}^+ = i_s - i_p, \quad (27)$$

а во втором

$$i_{t\text{ ст}} = i_{g\text{ ст}}^- = i_p - i_s. \quad (28)$$

Из выражений (25)–(28) видно, что при $g_{эфф}^\pm \rightarrow 0$ эффективный коэффициент ВЭЭ $\sigma_{эфф} \rightarrow 1$. Таким образом, точка кри-

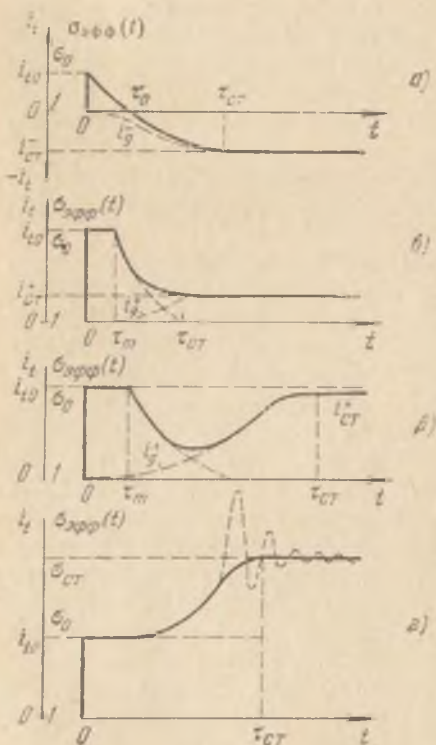
вой $i_t(U_{t\text{ ст}})$, где $\sigma_{эфф} = 1$, в случае тонкой диэлектрической пленки, у которой $g_{эфф} \neq 0$, не является уже точкой устойчивого равновесия. Так как при наличии поля в пленке и инжекции в нее электронов (или дырок) ток возбужденной проводимости через пленку $i_{g\text{ ст}}$ отличен от нуля, то эффективный коэффициент ВЭЭ в стационарном состоянии уже не может равняться единице. Иллюстрацией этого являются зависимости $\sigma_{эфф}(t)$, показанные на рис. 36.

Формирование стационарного (сквозного) тока через образец требует значительного времени, так как необходимо, чтобы установилось равновесие зарядов во всем объеме пленки [98]. Это приводит к значительному замедлению зарядного процесса в тонкой диэлектрической пленке по сравнению с процессом зарядки изолированного металлического тела.

При $U_c \leq 0$ (рис. 36, а), если начальное значение $\sigma_{эфф} \geq 1$, ток

Рис. 36. Зависимость зарядного тока в цепи тонкой диэлектрической пленки от времени бомбардировки электронным пучком.

в цепи мишени может изменить направление в точке t_0 и затем же достигнуть стационарного значения $i_{g\text{ ст}} \leq i_p$ [100, 101].



Причиной изменения направления разностного тока при малых отрицательных значениях U_c (т. е. при $\sigma_{эфф} \approx 1$) в случае тонких диэлектрических слоев, вероятно, является перезарядка поверхности за счет выхода на нее отрицательного объемного заряда (гомозаряда), накопленного вблизи поверхности диэлектрика при торможении электронного пучка. При малых энергиях первичных электронов вблизи первого критического потенциала U_p^1 подобное явление перезарядки наблюдается также и при $U_c > 0$ [102]. Эти явления подобны хорошо известному явлению инверсии знака поверхностного заряда в случае электретов.

При $U_c > 0$ кривые $\sigma_{эфф}(t)$ имеют вид, показанный на рис. 36, б—г. Если величина потенциала коллектора мала, то стационарный ток ЭВП через образец

$$i_{гст}^+(U_c) < i_{sm} - i_p$$

(рис. 36, б). При возрастании U_c ток ЭВП

$$i_{гст}^+ \rightarrow i_{sm} - i_p, \text{ т. е. } \sigma_{эфф}^+ \rightarrow \sigma_0 - 1$$

(рис. 36, в).

Особым случаем положительной зарядки тонкого диэлектрика является возникновение аномальной ВЭЭ [103—108]. Наиболее резко эти аномалии проявляются в случае пористых диэлектрических пленок, изготовленных из веществ с низким первым критическим потенциалом U_p^1 . Ток i_t в цепи мишени при накоплении на ней положительного заряда в этом случае не падает до нуля или малой величины, как при обычной ВЭЭ, а возрастает (рис. 36, г), достигая некоторой стационарной (при данном значении напряженности поля E) величины. При этом коэффициент ВЭЭ $\sigma_0 \rightarrow \sigma_E$, причем в некоторых условиях $\sigma_E \gg \sigma_0$.

В настоящее время различают три вида эмиссии электронов из положительно заряженных диэлектрических пленок (рис. 37): 1) эффект Малтера [103] (автоэмиссия из металлической подложки через диэлектрик в вакуум), 2) самоподдерживающаяся эмиссия электронов из пористых диэлектрических слоев MgO , обнаруженная впервые Добишеком, Джекобсом и Фрили [104], и 3) усиленная полем ВЭЭ, в наиболее чистом виде обнаруженная авторами работ [105—107]. Для поддержания каждого из этих трех видов эмиссии необходима положительная зарядка поверхности диэлектрика. Однако первые два вида эмиссии (рис. 37, а и б) после того, как мишень заряжена, не нуждаются для своего поддержания в бомбардировке электронным пучком (т. е. формально $\sigma_{эфф} \rightarrow \infty$). Поэтому они имеют лишь косвенное отношение к явлению ВЭЭ.

Вторичная электронная эмиссия, усиленная полем (ВЭЭУП), является практически безынерционной (при заданном потенциале

на слое диэлектрика). Инерционность установления ВЭЭУП определяется лишь кинетикой изменения потенциала поверхности диэлектрика. ВЭЭУП может наблюдаться как со стороны возбуждающего пучка, падающего на поверхность диэлектрика (рис. 37, в, г), так и с противоположной стороны (рис. 37, б). В первом случае говорят о ВЭЭУП на отражение, во втором — о ВЭЭУП

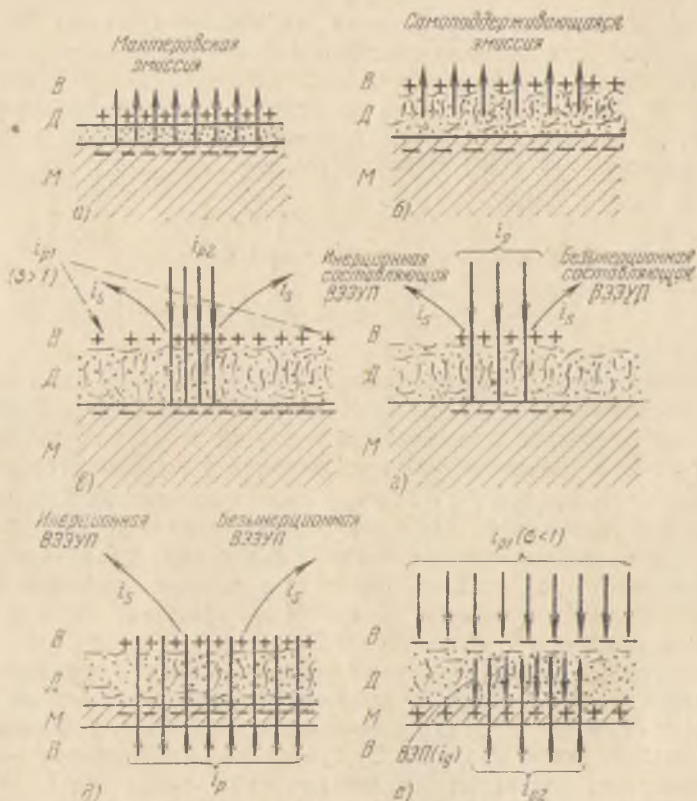


Рис. 37. Схематическое изображение процессов, происходящих при электронной бомбардировке заряженных диэлектрических мишеней.

на прострел. При определенных условиях разностный ток в цепи мишени становится нестабильным. Возникает так называемый «пиковый режим» ВЭЭ (рис. 36, г) [109]. Причиной возникновения колебательного режима эмиссии является отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) пористых диэлектрических слоев, связанная с N-образным характером кривой зависимости коэффициента ВЭЭ $\sigma_0(E_p)$ стенок пор при малых энергиях первичных электронов E_p [109].

При больших напряженностях электрического поля в пористой диэлектрической пленке наряду с безынерционной составляющей ВЭЭУП появляется инерционная составляющая, которая при определенных условиях может переходить в самоподдерживающуюся эмиссию (например, из-за появления оптической «обратной связи» — фотоэмиссии в поры из металлической подложки при воздействии на нее ультрафиолетовых квантов рекомбинационного излучения диэлектрика). Стационарность зарядового состояния в пленке поддерживается при этом за счет дырочной проводимости.

Эффект безынерционного усиления истинной ВЭЭ электрическим полем принято характеризовать коэффициентом усиления эмиссии [105]

$$k = \sigma_E / \sigma_0, \quad (29)$$

где σ_E — коэффициент ВЭЭ при наличии в пленке поля с напряженностью E , σ_0 — то же при отсутствии поля (σ_0 — коэффициент обычной ВЭЭ). Процесс положительной зарядки поверхности при изучении ВЭЭУП является вспомогательным процессом и может быть осуществлен различными способами.

Наиболее распространенным из них является облучение мишени электронным пучком, заряжающим диэлектрик за счет обычной ВЭЭ с коэффициентом $\sigma_0 > 1$ до некоторого положительного потенциала $U_{\text{ист}}$, зависящего от потенциала коллектора вторичных электронов U_c и геометрии прибора. В большинстве ранних работ [103, 104, 110—113] по влиянию электрического поля на ВЭЭ диэлектриков измерения производились в статическом режиме, причем использовался один неподвижный пучок электронов, который служил для зарядки мишени и одновременно являлся агентом, вызывающим изучаемую вторичную эмиссию (рис. 37, з).

Вместо электронного пучка для создания поверхностного положительного заряда на пленке могут быть применены и другие способы: фотоэлектронная эмиссия [114], бомбардировка диэлектрика положительными ионами (из специального источника [115] или непосредственно из газового разряда [116]). Аналогичный эффект может быть вызван также прикладыванием напряжения непосредственно к слою с помощью наложенной на поверхность диэлектрика мелкоструктурной сетки. Напыление на поверхность диэлектрика даже очень тонкой металлической пленки (толщиной $\leq 100 \text{ \AA}$) задерживает большую часть вторичных электронов, идущих из диэлектрика к поверхности.

При отрицательной зарядке поверхности пористой диэлектрической пленки можно наблюдать обнаруженное впервые Гётце, Берно и Грином [117, 118] явление вторично-электронной проводимости (ВЭП), связанное с движением вторичных электронов

в порах слоя от поверхности диэлектрика к металлической подложке (рис. 37, е).

В случае тонких диэлектрических образцов эффект усиления ВЭЭ сильным полем коллектора приводит еще к одной особенности процесса зарядки. При наличии ВЭЭУП ход зависимости стабильных потенциалов $U_{\text{ст}}$ от U_p в области $U_p > U_p^{\text{II}}$ отличается от хода кривой $U_{\text{ст}}(U_p)$ для металла (рис. 30). Причиной этого является сдвиг эффективного второго критического потенциала U_p^{II} при значительных потенциалах коллектора в сторону больших U_p по сравнению с истинным вторым критическим потенциалом [12].

В случае зарядки тонких диэлектрических пленок при энергии первичных электронов, достаточной для полного прострела пленки пучком ($L_{\text{эфф}} > L$), из-за высоких значений коэффициента ЭВП нельзя накопить на пленке заряд значительной величины. Пучки электронов такой энергии обычно используются для снятия заряда с определенного места равномерно заряженной диэлектрической пленки за счет создания локального канала индуцированной утечки.

Случай одновременной или последовательной бомбардировки диэлектрической пленки двумя или большим числом электронных пучков с различной энергией находит широкое применение в различных электронно-лучевых трубках (ЭЛТ) [73, 74, 119]. В большинстве таких приборов электронный пучок разворачивается по поверхности диэлектрика в растр с определенной скоростью (см. § 3 гл. VII и § 6 гл. XI). Одной из основных величин, характеризующих зарядку диэлектриков, является скорость записи v_z (выражаемая обычно в км/с). При бистабильной записи элементы мишени приобретают равновесные потенциалы только двух возможных значений. Максимальная скорость записи v_{zm} (или максимальное число накопительных элементов в секунду) определяется предельной скоростью перезарядки соседних накопительных элементов от одного равновесного (стабильного) потенциала до другого. Скорость стирания (считывания) $v_{\text{сч}}$ — это скорость, с которой заряженные накопительные элементы могут быть перезаряжены до заданной величины. В случае считывания зарядного рельефа движущимся пучком накопительные элементы в определенных условиях могут разряжаться преимущественно передней, активной, частью электронного пучка [76]. Перераспределение вторичных электронов по поверхности мишени («засев») является еще одним фактором, усложняющим анализ условий коммутации зарядов в ЭЛТ [120]. Рассмотрение вопросов зарядки и разрядки поверхности диэлектриков в режиме бегущего электронного пучка при наличии сложного потенциального рельефа выходит за рамки настоящей монографии.

Глава II

Физические основы вторично-эмиссионных методов исследования поверхностных и объемных свойств твердого тела

§ 1. Упругое и квазиупругое отражение электронов

Отражение электронов от поверхности твердого тела представляет собой сложное явление, включающее в себя в общем случае ряд элементарных процессов упругого, квазиупругого и неупругого рассеяния (рис. 1). В зависимости от энергии первичных электронов и исследуемого материала в отражении электронов могут принимать участие как атомы, расположенные на самой поверхности, так и слои атомов, в различной степени удаленные от поверхности. Глубина приповерхностной области твердого тела, в которой разыгрываются процессы рассеяния электронов, при заданной энергии электронов E_p определяется также углом падения φ первичного пучка на поверхность, кристаллической структурой мишени и ее химическим составом. В случае монокристаллических объектов глубина рассматриваемой области немонотонным образом зависит от угла между направлением падения первичного пучка и основными кристаллографическими направлениями. Явление анизотропии ВЭЭ и ЭВП в монокристаллах может быть использовано для получения количественной информации о степени загрязнения поверхности посторонними атомами и степени разупорядочения атомов кристаллической решетки приповерхностного слоя исследуемой мишени (см. § 3 настоящей главы).

Энергетическая зонная структура твердого тела, энергии ΔE_n возбуждения электронов, находящихся в различных квантовых состояниях (для достаточно глубоких уровней значения ΔE_n близки к энергиям ионизации n -й оболочки изолированного атома), определяют энергетическую «глубину» процессов, происходящих в мишени при заданной энергии первичных электронов. От величины отношения $E_p/\Delta E_n$ зависит вероятность «включения» того или иного канала неупругого рассеяния. Пороговое значение $E_{pп}$

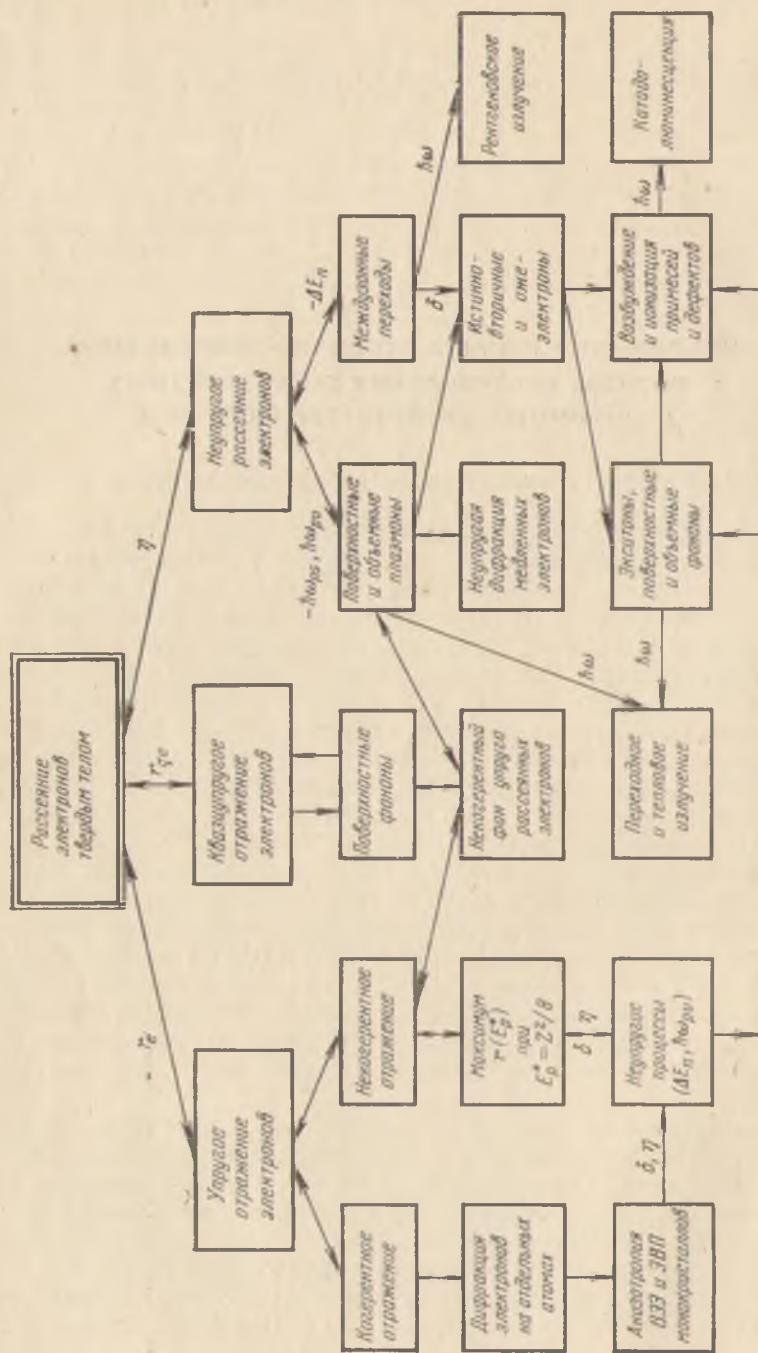


Рис. 1. Каналы упругого, квазипругого и неупругого рассеяния первичных электронов в твердом теле.

для данного канала достигается при $E_{рп} = E_n$. Используя достаточно моноэнергетический пучок первичных электронов и находя значения $E_{рп}$, можно получать информацию об электронном спектре твердого тела. На этом основан так называемый метод ионизационной спектроскопии (ИС) твердого тела (см. § 5 настоящей главы). Первичные электроны с энергией $E_p > E_n$, теряя различные дискретные порции энергии ΔE_n , дают вклад в соответствующие пики на энергетическом спектре электронов, отразившихся от твердого тела или прошедших через него. На этом основан еще один метод изучения энергетического спектра твердого тела — метод характеристических потерь энергии (ХПЭ) (см. § 6 настоящей главы). Два последних метода являются твердотельными аналогами известных вариантов классического метода Франка и Герца по определению потенциалов возбуждения и ионизации атомов в случае газо- и парообразного состояния вещества.

Спектр электронов, рассеянных твердым телом, в общем случае включает в себя электроны различных групп: медленные (истинно-вторичные) и более быстрые (неупруго, квазиупруго и упруго отраженные) электроны (см. рис. I.4). В настоящем параграфе рассматриваются физические причины, ответственные за упругое и квазиупругое отражение электронов от поверхности и приповерхностного слоя различных твердых тел (металлов, полупроводников, диэлектриков), а также приводятся (там, где это возможно) теоретические зависимости, характеризующие процесс рассеяния электронов. Изучение упругого, квазиупругого и неупругого рассеяния электронов малых (0—100 эВ), средних (0,1—1 кэВ) и больших (1—100 кэВ) энергий твердыми телами в настоящее время стало одним из наиболее простых и в то же время достаточно точных методов диагностики поверхностных и объемных свойств твердого тела.

Такие исследования позволяют также получать ценную информацию об индивидуальных свойствах атомов (сечения упругого и неупругого рассеяния, распределение электронного заряда в атоме и т. п.) особенно в тех случаях, когда соответствующие данные очень трудно или практически невозможно получить, изучая вещество в газообразном или в парообразном состоянии (например, из-за трудности получения пара с достаточным для экспериментов давлением в случае тугоплавких металлов). До сих пор еще не создано достаточно строгой теории упругого и неупругого рассеяния электронов малых и средних энергий поверхностью твердого тела. Это затрудняет теоретические прогнозы в области физики поверхности и надежную интерпретацию экспериментальных данных. Однако в настоящее время накоплено много экспериментальных фактов, указывающих на то, что квантовая теория упругого и неупругого рассеяния электронов сред-

них и высоких энергий в газах [1—6] в большом числе случаев дает хорошее приближение к решению аналогичных задач для вещества в твердой фазе. Специфика твердого тела (аморфного или поликристаллического) проявляется прежде всего в резком возрастании сечения рассеяния на большие углы, что связано с высокой плотностью упаковки атомов твердого тела по сравнению с атомами газа или пара. В других случаях, например, при отражении электронов от поверхности монокристаллических мишеней, кроме плотной упаковки, специфика твердого тела проявляется в упорядоченном, периодическом расположении атомов. Каждый атом поверхностной решетки является центром вторичных сферических волн де Бройля, интерференция которых на больших (по сравнению с атомными размерами) расстояниях приводит к возникновению характерной картины дифракции медленных электронов (ДМЭ), содержащей информацию о кристаллической структуре области поверхности, участвовавшей в когерентном рассеянии пучка (см. § 2). При использовании пучка быстрых электронов и тонких монокристаллических образцов (т. е. при условии, что длина продольной когерентности превышает толщину образца) можно получать электронные дифракционные картины от трехмерной решетки [7—10].

На границе между твердым телом и вакуумом локализован скачок потенциала (U_0 или χ), являющийся причиной преломления электронных волн. Кроме того, наличие потенциального порога должно оказывать влияние на процесс отражения электронной волны [11—13]. В опытах по рассеянию электронов проявляется еще одна специфическая особенность твердого тела по сравнению с газом: в твердом теле наблюдаются разнообразные по своей природе коллективные эффекты. В настоящее время их принято описывать как возбуждения различных квазичастиц твердого тела: фононов, плазмонов и т. п. Поверхность твердого тела является резким нарушением строго периодического хода потенциала внутри кристалла, обрывом его трансляционной симметрии. Это вносит изменения в спектр возбуждений твердого тела, вызывая появление поверхностных возбужденных состояний (поверхностные фононы, плазмоны, экситоны, поляритоны и т. п.) [14—17]. Возможно также взаимодействие поверхностных плазмонов с поверхностными фононами, если их частоты окажутся близкими. При этом возникают смешанные поверхностные плазмон-фононные моды возбуждения кристалла [16]. Изучая взаимодействие электронов с поверхностью твердого тела, можно получать сведения о спектрах поверхностных возбуждений твердого тела [20].

Вначале рассмотрим имеющиеся в литературе экспериментальные и теоретические данные об упругом и неупругом отражении от твердого тела электронов малых энергий (1—100 эВ). На рис. 2

приведена типичная зависимость коэффициента упругого отражения электронов (УОЭ) $r(E_p)$ для монокристалла металла (Nb) в интервале изменения энергии первичных электронов E_p от 1 до 50 эВ [18]. Кривая для $\varphi = 0^\circ$ соответствует нормальному падению электронов на поверхность кристалла. С ростом φ (10 и 20°) происходит сглаживание, а затем и исчезновение отчетливо выраженной структуры кривой $r(E_p)$ в одной области изменения E_p (в данном случае при $E_p \sim 30$ эВ), тогда как в другой области (при $5 < E_p < 20$ эВ) структура становится еще более отчетливой ($\varphi = 30^\circ$).

Для мишеней любой кристаллической структуры (монокристаллы, поликристаллы, твердые и жидкие аморфные образцы) и любой природы (металлы, полупроводники, диэлектрики) наибольшее упругое отражение электронов наблюдается в области низких значений E_p . Даже в случае монокристаллов положение основного максимума на кривой $r(E_p)$ практически не изменяется с изменением угла падения φ электронов на данную кристаллографическую плоскость [18, 19], и независимо от выбранной грани

резкое снижение упругого отражения происходит примерно в одном и том же интервале энергий первичных электронов [22]. Таким образом, совокупность экспериментальных данных говорит о том, что основной максимум не обусловлен интерференцией когерентно рассеянных на атомах электронных волн.

Как абсолютные значения r , так и тонкая структура кривых $r(E_p)$ в области малых E_p очень чувствительны к чистоте поверхности и приповерхностного слоя исследуемого образца. Обезгаживание металлической мишени, удаление окислов ведет, как правило, к уменьшению r . У чистых металлов и элементарных полупроводников (Ge, Si) основной максимум на кривой $r(E_p)$ располагается в области малых значений E_p (3–10 эВ), а максимальные значения коэффициента УОЭ r_m лежат в пределах от 0,1 до 0,35 [21–25]. Эти величины, а также число и энергетическое

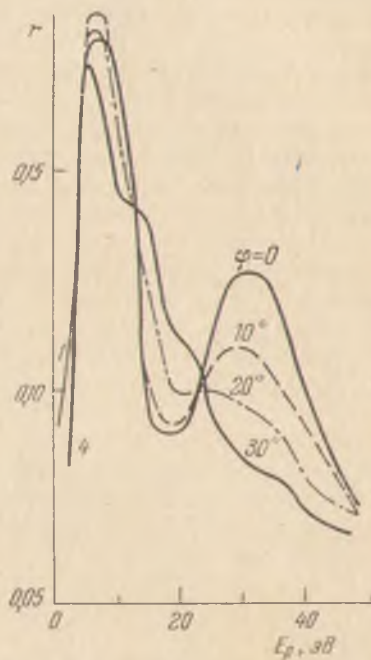


Рис. 2. Зависимость коэффициента упругого отражения электронов от энергии первичных электронов от грани (110) монокристалла ниобия при различных углах φ падения первичного пучка [18].

положение других максимумов и менее рельефных особенностей *) (изменение наклона, «ступеньки») на кривой $r(E_p)$ также существенно зависят от степени чистоты поверхности и от того, на какую именно грань и под каким углом падает пучок первичных электронов [18, 19, 24, 25]. Однотипные грани различных металлических монокристаллов характеризуются примерно одинаковым ходом зависимости $r(E_p)$. К сожалению, в подавляющем большинстве опубликованных до настоящего времени работ по изучению зависимости $r(E_p)$ энергетический разброс первичного пучка ΔE_p составлял не менее 0,5—1 эВ. Это не позволяет считать надежными данные о ходе кривой $r(E_p)$ в области $E_p < 1$ эВ.

В случае окислов металлов, обладающих малым электронным сродством χ (MgO, BaO и др.), максимальные значения коэффициента УОЭ r_m достигают 0,5—0,6 [26—28]. Еще большими значениями r_m (0,7—0,8) характеризуются монокристаллические поверхности щелочно-галогидных соединений NaCl, KCl, KBr, KI и др. [29—35], а также эффективные полупроводниковые эмиттеры типа A^IVB^V (сурьмяно-щелочные соединения) и A^IVB^{VI} (теллуру-щелочные соединения) [36, 37]. Появление в приповерхностном слое щелочно-галогидных кристаллов значительного числа дефектов типа центров окраски (F -центры и т. п.) приводит к уменьшению r_m [31, 32, 35]. Напыление на поверхность металла полярных молекул окиси бария, атомов Cs и других пленок, снижающих потенциальный барьер χ на границе с вакуумом, приводит к резкому возрастанию коэффициента УОЭ r_m [26, 31—34, 38—41].

Значительный рост r наблюдается при толщинах напыленных слоев 0 порядка 1—1,5 монослоя. Вид зависимости $r(E_p)$, характерный для напыляемого вещества, может устанавливаться еще раньше (например, для BaO на W необходимо лишь около 0,3 монослоя). Это связано с тем, что еще до образования сплошной пленки адсорбата на поверхности металла формируются зародыши («кристаллиты»), энергетическая зонная структура которых близка к энергетической структуре сплошного слоя.

При снижении работы выхода за счет напыления вещества с малым значением χ коэффициент r_m при $E_p \geq 1$ эВ резко увеличивается, а не падает, как это следует из квантовой теории отражения падающей электронной волны на потенциальном барьере [11—13]. Даже после того, как при дальнейшем напылении работа выхода мишени стабилизируется, коэффициент уругого от-

*) В работе [23] для более детального выявления особенностей на кривой $\sigma(E_p)$ в области изменения E_p от 0,7 до 6 эВ записывались не сами кривые $\sigma(E_p)$, а их производные $d\sigma(E_p)/dE_p$. Для этого энергия первичных электронов модулировалась частотой $f = 800$ Гц при глубине модуляции $\Delta E_p = 0,1$ эВ.

ражения продолжает существенно изменяться по величине. Главную роль в процессе упругого отражения медленных электронов играет потенциальное рассеяние электронов на отдельных атомах, а также рассеяние колебаниями атомов (фононное рассеяние) и коллективными колебаниями валентных электронов твердого тела (резонансное упругое рассеяние медленных электронов на плазмонах) [56].

Интенсивность упругого рассеяния $I(\vartheta)$ на индивидуальном атоме (или ионе) может быть рассчитана с помощью квантовой теории упругих столкновений [1—5]. На большом расстоянии R от рассеивающего центра рассеяние описывается сферической ψ -волной

$$\psi(\mathbf{R}, \vartheta) = f(\vartheta) e^{ikR} / R, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $f(\vartheta)$ — некоторая функция угла рассеяния, называемая амплитудой рассеяния. Квадрат модуля $f(\vartheta)$ представляет собой интенсивность рассеяния под углом ϑ :

$$I(\vartheta) = |f(\vartheta)|^2. \quad (2)$$

Выражение для $f(\vartheta)$ через фазы рассеяния δ_l (фазовый сдвиг волн де Бройля для разных значений орбитального квантового числа l) дается формулой Факсена — Хольтсмарка (см. в [1])

$$f(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \vartheta), \quad (3)$$

где l определяет величину момента количества движения электрона (в единицах \hbar) в силовом поле атома. Выражение (3) представляет собой разложение амплитуды рассеяния $f(\vartheta)$ в ряд по полиномам Лежандра $P_l(\cos \vartheta)$.

Полное эффективное сечение упругого рассеяния получается интегрированием $I(\vartheta)$ по всем углам:

$$\sigma_r = \int I(\vartheta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi |f(\vartheta)|^2 \sin \vartheta d\vartheta, \quad (4)$$

или с учетом (3)

$$\sigma_r = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \quad (5)$$

т. е. σ_r имеет вид ряда, каждый член которого представляет собой «парциальное» эффективное сечение σ_{rl} , соответствующее рассеянию электрона с определенным моментом количества движения $\hbar\sqrt{l(l+1)}$. Так как $\sin \delta_l \leq 1$, то

$$\sigma_{rl \max} = (4\pi/k^2)(2l+1). \quad (6)$$

Если длина волны электрона λ велика по сравнению с эффективным радиусом $R_{\text{эфф}}$ действия поля, а кинетическая энергия электрона E_p мала по сравнению с величиной этого поля, то рассеяние носит сферически-симметричный характер. В этом случае ($kR_{\text{эфф}} \ll 1$) при вычислении σ_r достаточно учитывать в (5) лишь первое слагаемое с $l = 0$, т. е. только одно значение фазы $\delta_l = \delta_0$:

$$\sigma_{r0} = (4\pi/k^2) \sin^2 \delta_0. \quad (7)$$

Случай рассеяния с $l = 0$ принято называть изотропным или s -рассеянием.

Как показывает анализ зависимости сдвига фазы δ_0 от волнового числа k , при малых значениях волнового числа $\text{tg } \delta_0 \approx \delta_0 = \alpha k$, где α — постоянная [1]. Таким образом, при малых значениях k сдвиг фазы δ_0 также мал.

Из (7) следует, что сечение упругого s -рассеяния медленных электронов на изолированных атомах должно быть не только изотропным, но и не должно зависеть от энергии электронов *):

$$\sigma_{r0} = 4\pi\alpha^2 = \text{const}. \quad (8)$$

Постоянство σ_{r0} сохраняется до энергии электронов в несколько десятых долей электрон-вольта. С дальнейшим увеличением энергии электронов сечение упругого рассеяния вновь начинает зависеть от энергии, причем для некоторых свободных атомов (Ar, Kr, Xe, Cd, Zn, Hg, Tl) эта зависимость является очень резкой и немонотонной. При энергии порядка 1 эВ сечение упругого рассеяния электронов в инертных газах (Ar, Kr и Xe) уменьшается до очень малой величины, т. е. газ становится практически прозрачным для электронного пучка (эффект Рамзауэра). Угловое распределение упруго рассеянных электронов в этом случае носит характер, типичный для дифракции де-Бройлевских волн на сферически-симметричных рассеивающих центрах. При очень малых энергиях дифракционная структура кривых углового распределения сглаживается или полностью исчезает (s -рассеяние). С увеличением E_p максимумы и минимумы становятся более заметными, а при достаточно высокой энергии кривые углового распределения снова сглаживаются, превращаясь в зависимости, монотонно спадающие с увеличением угла рассеяния θ .

Кэн, Хобсон и Армстронг [24] впервые провели полуэмпирический расчет коэффициента упругого отражения $r(E_p)$ медленных электронов от твердого тела для различных граней моно-

*) Этот вывод справедлив, если поле центра рассеяния убывает быстрее, чем R^{-3} [1].

кристалла вольфрама в предположении, что де-бройлевские волны, соответствующие медленным электронам, испытывают рассеяние на отдельных атомах двумерной (поверхностной) кристаллической решетки таким же образом, как и на свободных атомах газа. Сечение рассеяния бралось равным сечению рассеяния в случае свободных атомов ртути.

Данные для Hg были использованы потому, что в связи с трудностями получения паров W экспериментальные данные о сечении упругого рассеяния электронов на свободных атомах W отсутствуют. При строгом теоретическом подходе к расчету $r(E_p)$ необходимо, конечно, использовать соответствующую теоретическую модель атомного потенциала $U(R)$ вольфрама. Однако в наиболее важной для рассматриваемой задачи области расстояний ($0,1 < R < 1,5 \text{ \AA}$) атом вольфрама ($Z = 74$) и атом ртути ($Z = 80$) обладают приблизительно одинаковым ходом $U(R)$. По оценке авторов [24] более чем 90% вклада в величины фазовых сдвигов δ_l связано со сферой рассеяния, имеющей радиус приблизительно 1 Å.

Поскольку ход атомного потенциала $U(R)$ в этой области практически не изменяется при объединении атомов в кристалл, то вполне естественно ожидать, что квантовая теория рассеяния электронов на свободных атомах окажется в значительной степени применимой и для рассмотрения процессов взаимодействия электронов с твердым телом. В отличие от газа в случае рассеяния электронов на упорядоченно расположенных атомах необходимо учитывать интерференцию де-бройлевских волн (см. подробнее § 2 настоящей главы). Если рассматривать упругое отражение электронов от двумерной решетки поверхностных атомов монокристалла, то результирующую картину рассеяния $\mathcal{J}(\vartheta, \Phi)$ можно получить умножением $I(\vartheta)$ для одиночного атома на так называемую интерференционную функцию [8, 10]. В случае нормального падения пучка на поверхность кристалла

$$\mathcal{J}(\vartheta, \Phi) = I(\vartheta) \frac{\sin^2(N_x \gamma_x)}{\sin^2 \gamma_x} \cdot \frac{\sin^2(N_y \gamma_y)}{\sin^2 \gamma_y}, \quad (9)$$

где N_x и N_y — числа рассеивающих атомов соответственно вдоль осей x и y ; Φ — азимутальный угол, отсчитываемый от положительной оси x ; ϑ — угол рассеяния, $\gamma_x = ka_x \sin \vartheta \cos \Phi$, $\gamma_y = ka_y \sin \vartheta \cos \Phi$, a_x и a_y — межатомные расстояния (рис. 3). При больших числах N_x и N_y интерференционная функция близка к δ -функции, значения которой отличаются от нуля лишь при $\vartheta \approx 0$ и $\vartheta \approx \pi$. Это означает, что основная часть распределения интенсивности по углам приобретает вид резких максимумов, сосредоточенных вблизи оси падения (00 — дифракционный пучок).

Внеосевые дифракционные пучки при $\lambda \geq a_x$ и a_y вообще не могут возникнуть (см. § 2).

Коэффициент упругого отражения электронов от поверхности твердого тела с учетом вышесказанного можно представить в таком же виде, как для отдельного атома:

$$r \equiv r_a = I(\pi)/[I(0) + I(\pi)], \quad (10)$$

где $I(0)$ и $I(\pi)$ — интенсивности упругого рассеяния электронов под углами 0 и 180° к направлению первичного пучка. При расчетах величин $I(0)$ и $I(\pi)$ следует помнить, что в отличие от газовой среды электроны, попадая в твердое тело, изменяют свою

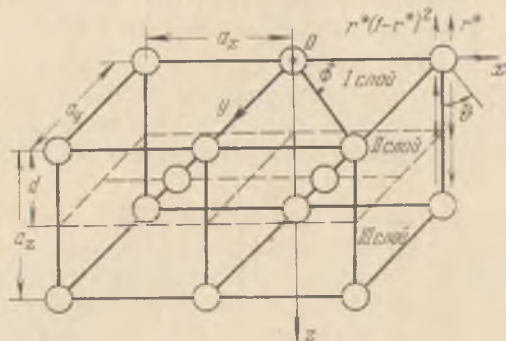


Рис. 3. К расчету коэффициента упругого отражения медленных электронов на атомах, расположенных в I и III слоях грани (100) монокристалла вольфрама.

энергию на величину внутреннего потенциала кристалла U_0 . Кроме того, необходимо скорректировать величину r_a с учетом функции выхода электронов из твердого тела и учесть, что за счет индивидуальных взаимодействий со свободными электронами и коллективных эффектов (фононы, плазмоны) неупругое рассеяние электронов в кристалле значительно превосходит неупругое рассеяние в газообразной или парообразной фазе. В полуэмпирическом методе расчета коэффициента r , предложенном Кэном и др. [24], эта коррекция осуществляется с помощью поправочного множителя $(r_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{эксп}})_{hkl}$, где $r_{\text{эксп}}$ и $\sigma_{\text{эксп}}$ — зависящие от E_p экспериментальные значения коэффициента упругого отражения и полной вторичной эмиссии для заданной кристаллографической плоскости (hkl):

$$r_{hkl} = r_a (r_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{эксп}})_{hkl}. \quad (11)$$

При самых низких значениях E_p множитель $(r_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{эксп}})_{hkl} \approx 1$. По мере роста E_p величина $(r_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{эксп}})_{hkl}$ спадает до очень малых значений.

Величина сечения упругого рассеяния на отдельном атоме σ_r может оказаться больше площади элементарной ячейки двумерной атомной сетки. Такая картина наблюдается, например, в случае монокристалла вольфрама [24]. В результате перекрытия площадей сечения рассеяния соседних атомов W (диаметр круга, ограничивающего сечение рассеяния, около 4 \AA), а также вследствие узости диаграммы направленности рассеяния, сосредоточенной вблизи направления падения, смежный с первым слой атомов W оказывается «в тени» (рис. 3). В результате этого в рассеянии электронов, которые не были рассеяны самым верхним слоем атомов, будет принимать участие следующий по глубине слой атомов, расположенных идентично атомам первого слоя. В условии интерференции волн будет входить поэтому не наименьшее межплоскостное расстояние d , а расстояние a_z между идентичными слоями. Например, для грани (100) монокристалла вольфрама $a_z = 2d$.

Так как длина свободного пробега для неупругих столкновений обычно не превышает нескольких атомных слоев, то когерентность первичного пучка сохраняется только для электронных волн, рассеянных атомами первых двух-трех слоев. В отличие от случая пространственной кристаллической решетки, дифракция на двумерной решетке может происходить при любых длинах волн λ , углах падения φ , форме и размерах ячеек.

Полный коэффициент упругого отражения r_{hkl} может быть вычислен с учетом интерференции электронных волн, рассеянных двумя ближайшими идентичными атомными сетками грани (hkl) монокристалла*):

$$r_{hkl} = |r_{hkl}^* + r_{hkl}^*(1 - r_{hkl}^*)^2 \exp(-2ika_z)|. \quad (12)$$

Зависимости $r_{hkl}(E_p)$, рассчитанные по этой формуле, представляют собой кривые с несколькими максимумами и минимумами, подобными наблюдаемым на опыте [24, 42—45]. Расчетные значения r_{hkl} близки к экспериментальным. Однако полного совпадения расчетных и экспериментальных кривых $r_{hkl}(E_p)$ не наблюдается: расчетные максимумы более узкие (их полуширина составляет 3—7 эВ), а их положение обычно сдвинуто на 1—3 эВ относительно положения максимумов на экспериментальных кривых. Неполное соответствие между расчетами Кэна и др. [24] и экспериментом [40—45] связано, вероятно, с несколькими причинами. Во-первых, для полного объяснения тонкой структуры кривых $r_{hkl}(E_p)$ необходимо рассматривать задачу о

*) При учете интерференции от трех идентичных атомных слоев согласия с экспериментом не наблюдается [24]. Вероятно, это связано с потерей продольной когерентности электронного пучка.

рассеянии электронных волн несколькими поверхностными слоями атомной решетки с точки зрения динамической теории дифракции [10], в которой учитывается обмен энергией между первичной и дифрагированной волнами. Иными словами, необходим более корректный учет многократного рассеяния и неупругих взаимодействий, что, безусловно, представляет в рассматриваемой области энергий большие трудности.

При сравнении расчетных кривых Кэна и др. с экспериментальными следует иметь в виду, что авторы [24] не учитывали вклад в r_{hkl} (E_p) внеосевых дифракционных пучков, возникающих при $\lambda < a_x$ (т. е. при $E_p(\text{эВ}) > 150/a_x^2(\text{Å})$). Не учитывалось также влияние на коэффициент отражения r_{hkl} высоты U_0 потенциального барьера*) и хода потенциала $U(z)$ на границе монокристалл—вакуум. Наконец, не учитывался вклад в величину r_{hkl} фона некогерентно рассеянных электронов. В соответствии с данными, приведенными в работе Лендера и Моррисона [46], соотношение между когерентным и диффузным упругим рассеянием при комнатной температуре для металлического монокристалла может достигать $\sim 50\%$ в широком интервале изменения E_p . По данным Вутена [47] для полупроводникового кристалла Cs_3Sb при $E_p \sim 10$ эВ фон диффузного некогерентного рассеяния может достигать 70% . С увеличением степени разупорядоченности атомов поверхностного слоя монокристалла (например, за счет создания дефектов при бомбардировке атомарными частицами или за счет повышения амплитуды тепловых колебаний) интенсивность дифракционных рефлексов падает, а интенсивность диффузного рассеяния возрастает. При полной аморфизации поверхностного слоя все упругое рассеяние — диффузное. Очевидно, что это должно приводить к размытию и исчезновению связанной с интерференцией электронных волн тонкой структуры на кривой $r(E_p)$.

Размытие и постепенное исчезновение некоторых максимумов тонкой структуры происходит также при адсорбции монослоя газа на поверхности монокристалла [24, 42]. Армстронгом [42] были проведены специальные эксперименты и теоретические расчеты по выяснению влияния адсорбции монослоя атомов водорода на коэффициент УОЭ r_{hkl} для различных граней монокристалла W. Коэффициент УОЭ вычислялся по следующей формуле:

$$r_{\text{WH}} = r_{\text{H}} + r_{\text{W}}(1 - r_{\text{H}})^2 + 2(1 - r_{\text{H}})\sqrt{r_{\text{W}}r_{\text{H}}} \cos \theta, \quad (13)$$

где θ — фазовый угол между волной, отраженной от слоя водоро-

*) Величина внутреннего потенциала $eU_0 = \chi$ учитывается в этой теории лишь при коррекции энергии электронов, входящих в кристалл.

да, и волной, отраженной от поверхности вольфрама и снова прошедшей сквозь слой водорода. Величина разности $r_{\text{WH}} - r_{\text{W}}$ и ее вариация с E_p сравнивались с дифференциальным сечением рассеяния электронов изолированными атомами водорода, которое, как известно, максимально при $E_p \rightarrow 0$ и быстро уменьшается с ростом E_p . Измерения производились в интервале изменения E_p от 1 до 28 эВ. Одновременно с r_{hkl} измерялось изменение работы выхода при экспозиции в водороде для всех четырех исследованных граней W. Оказалось, что для граней (100) и (211) одновременно со значительным изменением работы выхода существенно изменяется доля отраженных электронов. Малое изменение работы выхода для грани (111) W коррелирует с незначительным изменением коэффициента r_{hkl} . На грани (110) адсорбция водорода не была обнаружена и величина r_{hkl} для этой грани не изменялась. Изменения абсолютной величины r_{hkl} и характера зависимости $r_{hkl}(E_p)$, обнаруженные на опыте, оказались в хорошем согласии с результатами вычислений в предположении интерференции волн, рассеянных отдельными атомами поверхностной решетки водорода и лежащей под ней плоской решеткой вольфрама. Это является еще одним аргументом в пользу интерференционной природы части максимумов, наблюдаемых при малых E_p на кривой $r_{hkl}(E_p)$ для монокристаллов*).

Интенсивность фона некогерентно рассеянных электронов должна существенным образом зависеть от высоты потенциального барьера, особенно в области самых малых значений E_p , где вследствие s-рассеяния пространственное распределение электронов носит изотропный характер. Условие выхода медленного первичного электрона из твердого тела в вакуум через поверхностный потенциальный барьер имеет следующий вид:

$$p_z^2/2m \geq eU_0 = \chi, \quad (14)$$

где $p_z = \sqrt{2m(E_p + eU_0)} \cos \vartheta$ — нормальная к поверхности составляющая импульса электрона.

Величину предельного угла ϑ_m при вершине «конуса выхода» [48, 49] можно вычислить из условия

$$\cos \vartheta_m = [eU_0/(E_p + eU_0)]^{1/2}. \quad (15)$$

Коэффициент УОЭ при любых значениях E_p является функцией предельного угла выхода ϑ_m , однако при самых малых E_p роль этого фактора и его изменение с ростом энергии электронов проявляется наиболее значительно. С учетом условия выхода,

*) При этом возрастание роли неупругого рассеяния с ростом E_p , вероятно, учитывалось как и в работе [24], введением эмпирического корректирующего коэффициента $r_{\text{эмп}}/\sigma_{\text{эмп}}$.

величину $r(E_p)$ можно представить в виде

$$r(E_p) = \frac{r_{m0}(E_p)}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\vartheta_m(E_p)} \sin \theta d\theta, \quad (16)$$

где $r_{m0}(E_p)$ — максимально возможное для данного E_p значение r при $U_0 \rightarrow 0$ ($\vartheta_m \rightarrow \pi/2$), Φ — азимутальный угол. При s -рассеянии из (7) и (8) следует, что r_{m0} не зависит от E_p .

Подставляя (15) в (16), получим следующее выражение для зависимости $r(E_p)$ в области до основного максимума, где s -рассеяние, вероятно, играет существенную роль [31]:

$$r(E_p) = r_{m0} \{1 - [U_0/(U_p + U_0)]^{1/4}\}. \quad (17)$$

При изменении высоты потенциального барьера от U_{01} до U_{02} вероятность выхода из мишени медленных упруго рассеянных электронов должна изменяться в соответствии со следующей формулой:

$$\frac{r_2(U_p)}{r_1(U_p)} = \frac{1 - [U_{02}/(U_p + U_{02})]^{1/4}}{1 - [U_{01}/(U_p + U_{01})]^{1/4}}. \quad (18)$$

Эта закономерность для $E_p < 8$ эВ находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными Бажановой [40, 41] при изменении U_0 за счет напыления тонких слоев окиси бария на поверхность вольфрама.

Большой интерес для понимания физики взаимодействия медленных электронов с твердым телом представляют исследования отражения электронов с малыми E_p от эмиттеров с нулевым или отрицательным сродством к электрону. В этом случае максимально возможная глубина выхода очень медленных (термолизированных) электронов должна быть близка к диффузионной длине $L_{\text{диф}} = \sqrt{D\tau}$ (D — коэффициент диффузии, τ — время жизни). Согласно диффузионной теории [50] при $E_p > \varepsilon$ коэффициент истинной ВЭЭ

$$\delta(E_p) = p_1 p_2 \frac{E_p}{\varepsilon} \frac{L_{\text{диф}}}{L_{\text{эфф}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{L_{\text{эфф}}}{L_{\text{диф}}}\right) \right], \quad (19)$$

где эффективная глубина проникновения первичного пучка в вещество

$$L_{\text{эфф}} (\text{см}) \approx \frac{10,5 \cdot 10^{-6}}{\rho (\text{г/см}^3)} E_p^{1,35} (\text{кэВ}),$$

p_1 — доля возбужденных электронов, достигающих поверхности (в [50] считается, что $p_1 = 0,5$), p_2 — доля выходящих в вакуум электронов, которые достигли поверхности (эта величина зависит

от величины $eU_0 = \chi$, от степени фоонного рассеяния электронов в области изгиба зон, где термолизованные электроны вновь оказываются горячими, и от коэффициента поверхностной рекомбинации), ϵ — средняя энергия, необходимая для образования одного вторичного электрона. При $L_{\text{дифф}} \gg L_{\text{эфф}}$ доля возбужденных вторичных электронов (или медленных первичных электронов), диффундирующих к поверхности, приближается к единице ($p_1 \rightarrow 1$) [37, 51, 52]. В этом случае (при $p_1 = 1$) выражение (19) преобразуется к виду

$$\delta(E_p) \approx p_2 E_p / \epsilon. \quad (20)$$

Если $E_p + \chi < \Delta E_g$, где ΔE_g — ширина запрещенной зоны данного полупроводника или диэлектрика, то $\delta \approx 0$ (порог собственной ВЭЭ [30–32]). При этом

$$\sigma(E_p) \equiv r(E_p) = r_{m0}(E_p) p_2(E_p). \quad (21)$$

Для случая диффузного s -рассеяния первичных электронов в объеме мишени

$$r(E_p) = \text{const} \cdot p_2(E_p). \quad (22)$$

Если не учитывать поверхностную рекомбинацию, то выражение (21) совпадает с (17).

Бажановой, Шульманом [38–41] и Афанасьевым, Бронштейном [33, 34] были проведены измерения глубины выхода λ_r упруго отраженных электронов в области малых E_p для пленок окиси бария и щелочно-галогидных соединений, обладающих малыми значениями электронного сродства ($0 < \chi \leq 1$ эВ). Эти измерения показали, что пробег упруго и квазиупруго отраженных электронов с энергией $E_p \leq 3-5$ эВ существенно зависит от отношения $E_p / \Delta E_g$ и лежит в пределах от нескольких десятков ангстрем до $\sim 0,1$ мкм. Последняя цифра примерно на порядок меньше значения диффузионной длины $L_{\text{дифф}}$ термолизованных носителей в типичных чистых полупроводниках *).

Наряду с процессом чисто упругого рассеяния, при котором происходит только изменение направления импульса первичного электрона без передачи энергии атому **), в твердом теле в отличие от газообразной среды возможно рассеяние электронов с передачей дискретных порций энергии атомным цепочкам как целому.

Так как порции энергии, передаваемые на возбуждение колебаний решетки (фононов), обычно значительно меньше исполь-

*) Например, для кремния $L_{\text{дифф}} \approx 5,5$ мкм, для GaAs $L_{\text{дифф}} \approx 3$ мкм.

**) Точнее, изменение энергии первичного электрона при этом очень мало из-за большой разницы в массах электрона и рассеивающего атома.

зуемых значений E_p , то такое рассеяние является квазиупругим. В работе [53] было высказано предположение о том, что в диэлектриках в отличие от металлов существенную роль при отражении медленных первичных электронов ($E_p + \chi < \Delta E_g$) играет электрон-фононное рассеяние. Основываясь на модели электрон-фононных взаимодействий, Вуген [47] провел расчеты коэффициента $r(E_p)$ для Cs_3Sb при $E_p + \chi < \Delta E_g$ методом Монте-Карло. Эти расчеты показали, что предположение о квазиупругом отражении первичных электронов на фононах вполне обосновано. Отсутствие температурной зависимости коэффициента r при малых E_p [28] не может служить опровержением определяющей роли электрон-фононных соударений, поскольку с изменением температуры мишени изменяется не абсолютное значение коэффициента отражения, а лишь спектр квазиупруго отраженных электронов и эффективная глубина слоя λ_r , в пределах которой происходит поворот медленных первичных электронов на угол рассеяния θ , превышающий 90° . Процесс квазиупругого рассеяния электронов в твердом теле можно изучать непосредственно (рис. 4) с помощью аппаратуры сверхвысокого разрешения по спектру достаточно моноэнергетического пучка медленных первичных электронов, отраженных от полупроводниковых или диэлектрических монокристаллов [54]. Кроме пиков, соответствующих

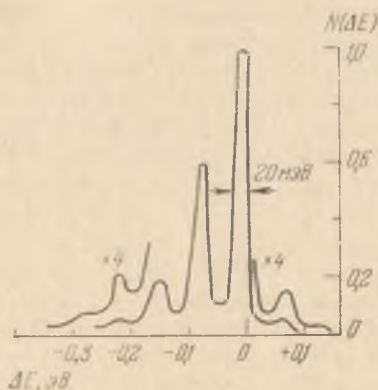


Рис. 4. Энергетический спектр медленных электронов ($E_p = 7,5$ эВ), отраженных от поверхности монокристалла ZnO [54]. Температура мишени $T = 286$ К.

вующих однократным и кратным дискретным потерям энергии (порядка нескольких сотых эВ) на возбуждение поверхностных фононных мод («красные» сателлиты), наблюдаются и «фиолетовые» сателлиты — пики, соответствующие первичным электронам, получившим дискретные порции энергии от поверхностных колебаний решетки. Интенсивность как «красных», так и «фиолетовых» сателлитов зависит, как и следует ожидать, от температуры мишени, причем интенсивность «фиолетовых» сателлитов падает с понижением температуры более резко, чем «красных» [54].

Наблюдать рассеяние с участием фононов можно не только в случае малых, но и больших значений E_p . В работе Бёрша и др. [55] при прохождении пучка быстрых электронов ($E_p = 25$ кэВ) через монокристаллическую пленку LiF толщиной 240 \AA наблюдался как отчетливый пик фононных потерь, так

и «фиолетовый» спутник. Взаимодействие первичного электрона с поверхностной модой колебаний решетки ионного кристалла может происходить не только внутри, но и вне кристалла, так как поверхностные колебания ионов могут быть в этом случае источником электрического поля, напряженность которого медленно спадает при удалении от поверхности. Объемные фононные моды могут взаимодействовать с электронами только внутри мишени, так как они не создают электрического поля вне образца [16].

С ростом E_p , начиная с некоторого его значения, происходит резкий рост сечения неупругого рассеяния электронов в твердом теле, что ведет к росту потерь энергии на единицу пути, а, следовательно, и к сокращению максимально возможного пробега электронов с данной энергией в веществе. С дальнейшим ростом E_p сечение неупругого рассеяния проходит через максимум и вновь начинает спадать, что ведет к возрастанию пробега электронов. Наименьший пробег в твердом теле имеют электроны, энергия которых приходится на интервал высоких значений сечения неупругого рассеяния первичных электронов при возбуждении поверхностных и объемных плазмонов, а также на интервал энергий, определяемый разрешенными правилами отбора междузонными переходами. В диэлектрических и полупроводниковых мишенях длина пробега электронов также несколько сокращается, если значения энергии первичных электронов в веществе $E_p + \chi$ (или внутренних вторичных электронов) оказываются близкими к энергии уровней и полос, лежащих в запрещенной зоне (примеси, F -центры, экситонная зона).

Для металлов, полупроводников и диэлектриков при $E_p + \chi \approx n\hbar\omega_{ps} + m\hbar\omega_{pv}$, где ω_{ps} — частота колебаний, поверхностного плазмона, ω_{pv} — частота колебаний объемного плазмона, n и m — целые числа, можно наблюдать возрастание УОЭ, связанное с резонансным упругим рассеянием медленных электронов на плазмонах (РУРМЭП) [56]. При $E_p + \chi > n\hbar\omega_{ps} + m\hbar\omega_{pv}$ возбуждение плазмонов уменьшает УОЭ.

Наряду с проявлением коллективных свойств электронного газа в твердом теле можно проследить определенную корреляцию между ходом кривой $r(E_p + \chi)$ и зависимостью от энергии электронов сечения упругих и неупругих одночастичных взаимодействий электронов с различными связанными состояниями [56]. Бронштейн с сотрудниками [57] показали, что для поликристаллических мишеней из Ва, Са и Sr зависимость $r(E_p + \chi)$ при малых E_p является зеркальным изображением сечения ионизации $\sigma_i(E_p)$ соответствующих атомов. Из-за малой величины $\hbar\omega_{ps}$ и $\hbar\omega_{pv}$ для этих металлов (для Ва $\hbar\omega_{ps} \approx 3,3$ эВ, для Са $\hbar\omega_{ps} \approx 2,2$ эВ) плазменные эффекты на кривой $r(E_p)$ в этом случае обычно четко не проявляются, так как с учетом $\chi = eU_0$ они соответствуют очень малым значениям E_p .

Таким образом, тонкая структура кривой $r(E_p)$ в области малых энергий может быть отражением как индивидуальных свойств атомов решетки, так и специфики твердого тела (фононы, плазмоны, экситоны, междузонные переходы). В случае монокристаллических образцов на кривых $r(E_p)$ для различных граней появляется еще дополнительная тонкая структура, обусловленная интерференцией де-бройлевских волн, когерентно рассеянных атомами поверхности и приповерхностного слоя.

Перейдем к рассмотрению области средних энергий (0,1—1 кэВ). В этой области упругое отражение становится незначительным ($r < 0,05$).

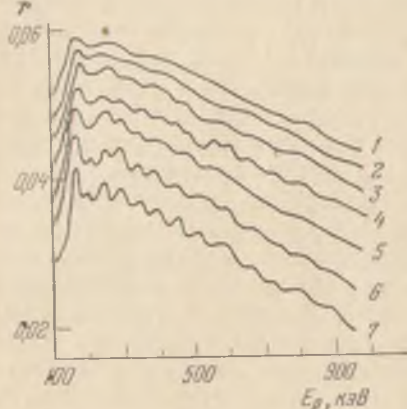


Рис. 5. Зависимость $r(E_p)$ для монокристалла молибдена при различных температурах образца [58]. 1 — 730, 2 — 350, 3 — 250, 4 — 200, 5 — 160, 6 — 100, 7 — 25°C. Кривые 1—6 сдвинуты по вертикали.

Тонкая структура на кривых $r(E_p)$ для металлических монокристаллов, состоящих из атомов с $Z > 25$ —30, наблюдается на фоне очень широкого максимума (см. рис. 5). Тонкая структура в этой области E_p связана с интерференцией когерентно рассеянных электронных волн. Это подтверждается, во-первых, хорошим соответствием между энергетическим положением узких максимумов на кривой $r(E_p)$ в данной области изменения E_p и значениями E_p , рассчитанными из условия интерференции, и, во-вторых, зависимостью положения максимумов от ориентации кристал-

лографических осей монокристалла относительно лучка первичных электронов [58, 59].

Что же касается аномально широкого максимума на кривой $r(E_p)$, то его положение E_p^* оказалось функцией атомного номера Z материала мишени (рис. 6). Экспериментальные данные, относящиеся к обнаружению этого максимума, впервые были опубликованы в 1964 г. в работе Морозова и Шульмана [60]. Эти данные были получены при изучении упругого отражения электронов средних энергий от поликристаллических металлических фольг. Было установлено, что зависимость $E_p^*(Z)$ может быть аппроксимирована параболой

$$E_p^* = Z^2/8, \quad (23)$$

на которую хорошо укладываются точки, полученные в интервале изменения Z от 14 до 83 (рис. 6). По-видимому, широкий

максимум на кривой $r(E_p)$ в области средних энергий есть свойство большинства элементов, за исключением наиболее легких. У некоторых элементов (например, у Cu и Ni) максимум на кривой $r(E_p)$ носит двугорбый характер. Для окислов металлов в том же интервале значений E_p на кривых $r(E_p)$ также наблюдаются немонотонности. Однако из-за рассеивающего влияния атомов

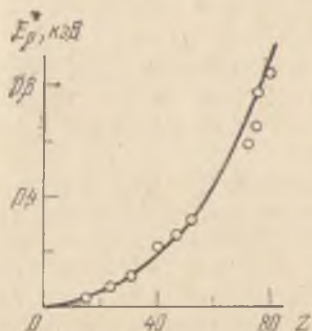


Рис. 6. Связь между положением максимума E_p^* на кривой $r(E_p)$ и атомным номером элемента [58].

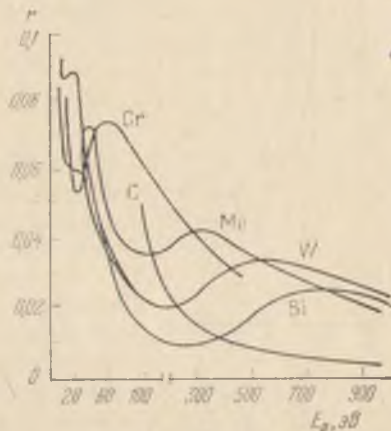


Рис. 7. Зависимости $r(E_p)$ для поликристаллов с различными Z [58].

кислорода выражены они менее отчетливо [58, 59]. С ростом Z максимум при $E_p = E_p^*$ становится шире (его полуширина $(\Delta E_p)_{1/2}$ в интервале $14 \leq Z \leq 83$ изменяется от $\sim 0,1$ до $\sim 0,6$ кэВ), а абсолютное значение r в максимуме уменьшается (рис. 7). Относительное изменение r для тяжелых элементов может достигать 100% величины r в минимуме.

Экспериментальные исследования углового распределения упруго и квазиупруго отраженных электронов от поликристаллических металлических мишеней с большим Z в области средних энергий [61] показали, что это распределение (рис. 8) аналогично угловому распределению электронов, упруго рассеянных парами тяжелых металлов [63, 64]. Наблюдаемая система максимумов и минимумов может быть связана с процессом дифракции первичных электронов на отдельных атомах твердого тела. Слабо связанные электроны, определяющие электрические и химические свойства твердого тела, практически не влияют на процесс рассеяния электронов средних энергий.

Расчеты, выполненные в 1972 г. Румянцевым и др. [65] с использованием фазового анализа по схеме Факсена—Хольтсмарка (в [1 — 5]), показали, что даже при выборе простейшего

атомного потенциала $U(R)$ получаются результаты, находящиеся в хорошем согласии с результатами экспериментов [58—60]. Амплитуды рассеяния $f(\theta)$ определялись по формуле (3) с учетом парциальных вкладов, соответствующих нескольким первым орбитальным моментам падающего (l) и рассеянного (l') электронов ($l, l' \leq 9$). Были рассчитаны сечения обратного рассеяния

$$\sigma_{\text{обр } l l'} = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} |f(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \quad (24)$$

для хрома, меди и молибдена. Для тяжелых элементов (с $Z > 40$) из-за плохой сходимости ряда (3) точность вычислений понижается.

В рассматриваемой области средних энергий для большинства атомов периодической таблицы Менделеева атомные электроны имеют энергию, намного превышающую E_p . Это значит, что для решения уравнения Шредингера (или Дирака), описывающего движение первичного электрона вблизи атома, борновское приближение совершенно не применимо. Рассеивающий потенциал атома в этом случае нельзя считать кулоновским или экранированным кулоновским. В [65] для нахождения из уравнения Шредингера фаз рассеянных волн δ_l использовался модельный атомный потенциал Мейсинг [66]:

$$U(R) = \begin{cases} -Ze^2(1/R - 1/R_0) & \text{при } R \leq R_0 \\ 0 & \text{при } R \geq R_0 \end{cases} \quad (25)$$

За величину R_0 при расчетах принималась половина минимального расстояния между атомами в решетке соответствующего кристалла («кристаллохимический радиус»).

Подсчет $\sigma_{\text{обр } l l'}$ при различных значениях l и l' показал, что сечение $\sigma_{\text{обр } 00}$ мало во всем рассматриваемом диапазоне значений E_p . Немонотонный характер зависимости $\sigma_{\text{обр}}(E_p)$ связан с резким, резонансным, увеличением отдельных парциальных сечений $\sigma_{\text{обр } l l'}$.

Наличие максимума на интегральной (по углу θ) зависимости сечения обратного рассеяния $\sigma_{\text{обр}}$ от энергии электронов E_p .



Рис. 8. Угловое распределение упруго отраженных электронов для угла падения $\varphi = 75^\circ$ на поверхность золота [61] при различных энергиях E_p (числа на кривых — в кэВ). Кривые нормированы на единицу при $\theta = 162^\circ$.

должно проявляться в виде системы дифракционных максимумов и минимумов на зависимостях $I(\theta)_{E_p=\text{const}}$ в определенном интервале изменения E_p . Это также находится в согласии с экспериментами [62, 67, 68] (рис. 8).

В работе Финка и др. [69] методом фазового анализа с применением ЭВМ решалось уравнение Дирака для случая рассеяния электронов с энергией 50–200 эВ на изолированных атомах с различными Z (от H до Au). Вычислялись амплитуды рассеяния $f(E, \theta)$ для углов $\theta > 140^\circ$. Атомные потенциалы были получены из релятивистской функции Хартри — Фока — Слэтера. Используемый метод расчета позволил также провести оценку влияния на величину $f(E, \theta)$ поляризации электронов и обменного взаимодействия между падающим и атомными электронами. Расчеты показали, что при всех $Z > 16$ кривая $|f(E, \pi)|^2$ имеет широкий максимум, положение которого смещается с ростом Z к большей энергии.

Расчеты $\sigma_{\text{обр}}$ для электронов с энергией 10–500 эВ при их некогерентном упругом и квазиупругом отражении от металлических поликристаллов, проведенные Бауэром [70], также показали, что в области $E_p \sim 100$ эВ кривые $\sigma_{\text{обр}}(E_p)$ немонотонны, а положение максимума зависит от Z . В этой работе предполагалось, что рассеяние электронов происходит в основном на ионах, рассеивающих электронные волны независимо друг от друга.

Согласно Румянцеву [65] природа резкого возрастания некоторых парциальных сечений обратного рассеяния $\sigma_{\text{обр}} l'$ при $E_p \rightarrow E_p^*$ обусловлена существованием неких реальных метастабильных состояний атомов, которым соответствует минимум энергии в системе: нейтральный атом + первичный электрон с большой положительной энергией E_p . Были выполнены расчеты эффективной потенциальной энергии $U_{\text{эфф}}(R)$ системы атом + электрон с различными значениями орбитального момента $\hbar\sqrt{l(l+1)}$. При этом была использована следующая зависимость $U_{\text{эфф}}$ от R :

$$U_{\text{эфф}}(R) = \begin{cases} \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} - Ze^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) & \text{при } R \leq R_0, \\ \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} & \text{при } R \geq R_0. \end{cases} \quad (26)$$

Результаты расчета для атома молибдена ($Z=42$) приведены на рис. 9. Видно, что в определенном интервале значений l ($l=5-7$) возможен захват быстрого электрона в потенциальную яму. Очевидно, что возможен и обратный процесс: уход электрона из ямы за счет туннелирования электрона сквозь потенциальный

барьер. Широкий максимум на кривой $r(E_p)$ при $E=E_p^*$ согласно этой точке зрения есть следствие малого времени жизни быстрого электрона в такой потенциальной яме. Угол рассеяния θ при этом может быть любым, в том числе большим $\pi/2$. Рассеяние мо-

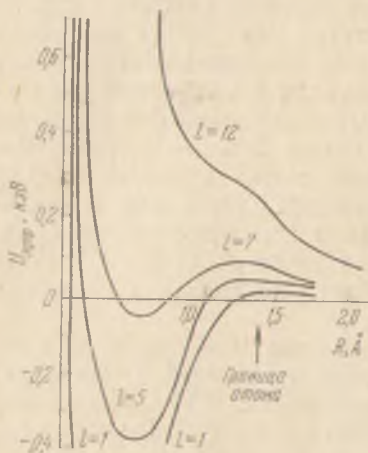


Рис. 9. Эффективный потенциал $U_{\text{эфф}}(R)$ системы атом молибдена + электрон при различных значениях орбитального момента электрона $\hbar\sqrt{l(l+1)}$.

жет быть как кратным, так и однократным. Вследствие «спонтанного испускания» захваченных в потенциальную яму первичных электронов рассмотренный механизм рассеяния приводит к некогерентному упругому отражению электронов.

Приведенные экспериментальные и теоретические данные позволяют считать, что за наблюдаемый у большинства элементов широкий максимум на кривой $r(E_p)$ в области средних энергий ответствен рассмотренный выше чисто квантовый атомный эффект. Специфика твердого тела проявляется здесь лишь в резком усилении малого сечения рассеяния на большие углы за счет высокой концентрации рассеивающих центров *).

Для легких элементов ($Z < 20$) в области средних энергий, а также для всех элементов в области высоких энергий (10—100 кэВ) зависимость $r(E_p)$ представляет собой кривую, монотонно спадающую с ростом энергии (рис. 10).

Для мишеней, состоящих из легких элементов и их окислов (углерод, легкие металлы, окислы легких металлов), зависимость $r(E_p)$ в интервале изменения E_p от 0,1—0,2 до 1—2 кэВ может быть аппроксимирована функцией вида [58, 59]

$$r(E_p) = CE_p^{-m}, \quad (27)$$

где C — постоянная, характерная для данного материала (для окислов металлов с $Z = 4-26$ $C \approx 5-8$, если E_p выражено в эВ), m — показатель степени, уменьшающийся с ростом Z ($m \approx 1,1-0,72$). Подобный же результат был получен в [72] при исследовании упругого отражения электронов от металлов в значительно более широком интервале изменения E_p ($1 \ll$

*) В работе [71] высказано предположение, что минимум на кривой $r(E_p)$ для Си и Мо при $E_p \sim 20-50$ эВ связан с междузонными переходами и возбуждением плазмонов.

$\leq E_p \leq 10$ кэВ)*). Типичная кривая $r(E_p)$ для поликристаллического образца металла или окисла металла при $0,015 \leq E_p \leq \leq 1$ кэВ (без учета немонотонности при $E_p^* = Z^2/8$) приведена на рис. 10.

Монотонный спад r с ростом E_p связан как с возрастанием роли неупругого рассеяния при одновременном уменьшении полного сечения упругого рассеяния, так и с тем, что происходит рост дифференциального сечения упругого рассеяния в прямом направлении и уменьшение обратного рассеяния $\sigma_{обр}$. В области высоких энергий ($E_p > 10$ кэВ) первое приближение теории возмущений, казалось бы, должно быть применимо к рассеянию электрона в поле любого атома, поскольку вероятность того, что за малое время пребывания первичного электрона вблизи атома произойдет переход электрона из одного состояния ($p_1 = \hbar k_p$) в другое ($p_2 = \hbar k_r$) весьма мала. В этом приближении (приближение Борна), решение уравнения Шредингера для произвольного силового поля $U(R)$ приводит к следующему выражению для амплитуды упругого рассеяния [1—3]:

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U(R) e^{-iqR} dV, \quad (28)$$

где $\hbar q = \hbar(k_r - k_p)$ — вектор изменения импульса электрона (в случае упругого рассеяния $|k_r| = |k_p| = |k|$, т. е. $|q| = = 2k \sin \theta/2$), dV — элемент объема. Из (28) видно, что $f(\theta)$ есть не что иное, как фурье-компонента поля $U(R)$ рассеивающего центра, соответствующая величине $\hbar q$.

Возведя $f(\theta)$ в квадрат, получим в соответствии с (2) сечение упругого рассеяния в элемент телесного угла $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4} \left| \int U(R) e^{-iqR} dV \right|^2. \quad (29)$$

Это и есть дифференциальное сечение рассеяния в первом борновском приближении.

*) Авторы [72] получили, по-видимому, несколько завышенные значения m (1,7—2,6). Возможная причина этого связана, по мнению самих авторов, с изменением эффективной ширины щели анализатора типа Юза—Рожанского при изменении энергии анализируемых электронов.

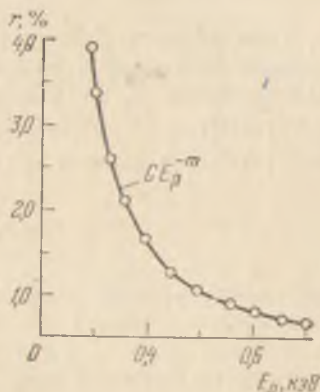


Рис. 10. Зависимость коэффициента упругого отражения от энергии первичных электронов для широкого энергетического интервала [58, 72].

Для центрально-симметричного поля $U(R)$ после интегрирования по ϑ и φ в (28) получим

$$f = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty U(R) \frac{\sin(qR)}{q} R dR. \quad (30)$$

Если область действия поля ограничена радиусом R_0 , то выражение (30) удобно рассмотреть применительно к двум предельным случаям: 1) случай малых скоростей ($kR_0 \ll 1$, т. е. $E_p \ll \hbar^2/(mR_0^2)$) и 2) случай больших скоростей ($kR_0 \gg 1$, т. е. $E_p \gg \hbar^2/(mR_0^2)$). В первом случае, считая, что $\sin(qR) \approx qR$, получим

$$f = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty U(R) R^2 dR. \quad (31)$$

Видно, что амплитуда рассеяния есть постоянная величина (рассеяние изотропно и не зависит от энергии электронов). Этот случай совпадает с уже рассматривавшимся в начале параграфа случаем s -рассеяния (см. выражение (8)). Во втором предельном случае интеграл от произведения быстро осциллирующей знакопеременной функции $\sin(qR)$ и медленно меняющейся функции $U(R)$ близок к нулю, если величина q принимает большие значения *).

Таким образом, при высоких энергиях электронов рассеяние должно быть резко анизотропным (направленным только вперед). Интенсивность рассеянных волн должна отличаться от нуля лишь в пределах узкого «конуса рассеяния» с углом раствора

$$\Delta\vartheta \sim (kR_0)^{-1} \sim E_p^{-1/2} R_0^{-1}. \quad (32)$$

Для кулоновского поля борновское приближение приводит к выражению, совпадающему с классической формулой Резерфорда. Действительно, из (31) при подстановке в него $U(R) = -Ze^2/R$ следует

$$f(\vartheta) = -\frac{2mZe^2}{\hbar^2 q^2} = -\frac{Ze^2}{2mv_p^2} \sin^{-2} \frac{\vartheta}{2}, \quad (33)$$

где $\hbar k = mv_p$, $q = 2k \sin \frac{\vartheta}{2}$. Возводя (33) в квадрат, находим формулу для дифференциального сечения упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2 = \left(\frac{Ze^2}{2mv_p^2} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\vartheta}{2}. \quad (34)$$

*) Большим q , а следовательно, и большим $k = 2\pi/\lambda$ соответствует малая длина волны де Бройля λ , т. е. быстро осциллирующая в пространстве волновая функция $\psi(R)$ свободного электрона.

Это выражение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{16E_p^2} \operatorname{cosec}^4 \frac{\vartheta}{2}. \quad (35)$$

При $E_p \rightarrow 0$ и $\vartheta \rightarrow 0$ сечение рассеяния, определяемое формулой (35), стремится к бесконечности. Однако это лишь означает, что пользоваться формулой (35) при малых E_p и малых ϑ нельзя. Рассмотрение условия применимости этой формулы приводит к неравенству *)

$$\hbar v_p \gg Ze^2, \quad (36a)$$

или

$$E_p \gg Z^2 e^4 m / (2\hbar^2). \quad (36b)$$

Смысл этих неравенств в том, что энергия падающего на атом первичного электрона должна быть намного больше энергии атомных электронов. Величина

$$E_{\text{Гр}} = Z^2 e^4 m / (2\hbar^2) = 13,5 Z^2 \text{ (эВ)}, \quad (37)$$

соответствующая по порядку величины энергии атомных электронов, может быть названа граничной энергией.

Для $Z = 1$ энергия $E_{\text{Гр}}$ совпадает с энергией ионизации атома водорода. Так как средний ионизационный потенциал атома $I \approx 13 Z$, то $E_{\text{Гр}} \approx ZI$. Таким образом, из (37) следует, что энергия, начиная с которой применимо первое приближение Борна, т. е. граница между «средними» и «высокими» значениями E_p , зависит от Z . Например, для Be ($Z = 4$) $E_{\text{Гр}} \approx 200$ эВ, для Ni ($Z = 28$) $E_{\text{Гр}} \approx 10$ кэВ, а для Pb ($Z = 82$) $E_{\text{Гр}} \approx 90$ кэВ. Поэтому во всем интересующем нас диапазоне высоких энергий (10—100 кэВ) для элементов со средними и высокими значениями Z условие (36 б) не выполняется. Следовательно, формулой Резерфорда (35) нельзя пользоваться для достаточно корректного описания процесса упругого рассеяния **). Амплитуду упругого рассеяния при этом следует вычислять во втором приближении теории возмущений. Даже в случае свободных атомов He ($Z = 2$) для получения хорошего согласия между экспериментальными данными и теорией при объяснении угловых распределений упруго

*) Неравенство $Ze^2 \gg \hbar v_p$, обратное (36a), является условием так называемой квазиклассичности рассеяния в кулоновском поле. При этом условии рассеяние заведомо подчиняется формуле Резерфорда. Оказывается, таким образом, что эта формула получается в двух предельных случаях: при больших и при малых v_p .

**) По мнению Месси и Бархона, приближение Борна «в действительности оказывается справедливым для несколько более широкой области, чем это можно было предполагать» [4].

рассеянных электронов с энергией в несколько сотен электрон-вольт необходимо использовать второе приближение теории возмущений [4, 73]. Неприменимость формулы (35) при $\vartheta \rightarrow 0$ связана с тем, что при малых ϑ (на классическом языке это — «слабые» столкновения с большими «прицельными расстояниями») необходимо учитывать экранирование ядра внешней электронной оболочкой. Если в (31) задать потенциал взаимодействия в виде

$$U(R) = -\frac{Ze^2}{R} \exp\left(-\frac{R}{R_{\text{экp}}}\right), \quad (38)$$

где $R_{\text{экp}}$ — радиус экранирования, то вместо (35) получим

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = \frac{4Z^2e^4m^2}{(8mE_p \sin^2 \vartheta/2 + \hbar^2/R_{\text{экp}})^2}. \quad (39)$$

При условии $8mE_p \sin^2 \vartheta/2 \gg \hbar^2/R_{\text{экp}}$ выражение (39) переходит в формулу Резерфорда (35). При малых значениях ϑ формула (39) в отличие от (35) дает конечное сечение рассеяния *).

Интегрируя (39) по углам, получим, что для достаточно быстрых электронов ($E_p \gg \hbar^2/(8mR_{\text{экp}}^2)$) полное сечение упругого рассеяния обратно пропорционально энергии:

$$\sigma_r(E_p) = 2\pi R_{\text{экp}}^2 Z^2 e^4 m / (\hbar^2 E_p). \quad (40)$$

С учетом (37) это выражение можно записать в виде

$$\sigma_r(E_p) = 4\pi R_{\text{экp}}^2 E_{\text{Гp}} / E_p. \quad (41)$$

Так как борновское приближение справедливо лишь при $E_p \gg E_{\text{Гp}}$, то из (41) следует, что квантовое значение сечения упругого рассеяния оказывается значительно меньше геометрического сечения сферического рассеивающего центра с радиусом $R_{\text{экp}}$.

Во всех приведенных выше формулах для сечения рассеяния первичный электрон рассматривался в виде плоской волны де Бройля $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R})$, а квантовые состояния атомных электронов не учитывались.

Амплитуда рассеяния $f(\vartheta, E_p)$ электрона на атоме должна зависеть от волновых функций, характеризующих внутреннее состояние атома. Если рассеяние упругое, то состояние атома не изменяется и формулу для сечения упругого рассеяния можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \left| \iint \psi_0 U(R) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}} \psi_0^* d\tau dV \right|^2, \quad (42)$$

*) Это означает, что рассеяние на достаточно малые углы ϑ не является классическим, если поле убывает быстрее, чем R^{-1} [1].

где ψ_0 — волновая функция атома, зависящая от координат всех Z электронов, $d\tau = dV_1 \dots dV_Z$ — элемент конфигурационного пространства. Входящий в (42) интеграл

$$\int \psi_0 U(\mathbf{R}) \psi_0^* d\tau = \langle U(\mathbf{R}) \rangle \quad (43)$$

представляет собой усредненную по состоянию атома энергию взаимодействия $\langle U(\mathbf{R}) \rangle$ первичного электрона с электронами атома. Для упругих взаимодействий матричный элемент оператора энергии взаимодействия в (42) диагонален по отношению к волновым функциям ψ_0 . Иными словами, энергия системы сохраняется неизменной. С другой стороны, как видно из (42), матричный элемент энергии взаимодействия есть соответствующая вектору \mathbf{q} компонента Фурье U_q от потенциала $U(\mathbf{R})$, создаваемого в точке \mathbf{R} средним распределением зарядов в атоме. Величина $U(\mathbf{R})$ связана с плотностью распределения зарядов в атоме уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = -4\pi\rho(\mathbf{R}), \quad (44)$$

где $\rho(\mathbf{R})$ можно записать в виде

$$\rho(\mathbf{R}) = -|e|n(\mathbf{R}) + Z|e|\delta(\mathbf{R}). \quad (45)$$

Здесь $|e|n(\mathbf{R})$ — плотность электронного заряда в атоме, $Z|e|\delta(\mathbf{R})$ — заряд ядра. Уравнению Пуассона должна удовлетворять и каждая из компонент Фурье U_q в отдельности:

$$\nabla^2 (U_q e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}}) = -q^2 U_q e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}} = 4\pi\rho_q(\mathbf{R}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}}. \quad (46)$$

Отсюда с учетом (43) и (45) имеем

$$\iint \psi_0 U e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}} \psi_0^* d\tau dV = -\frac{4\pi e^2}{q^2} [Z - F(q)], \quad (47)$$

где интеграл

$$F(q) = \int n(\mathbf{R}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}} dV \quad (48)$$

зависит от распределения электронного заряда в атоме, а также является функцией скорости первичного электрона v_p и угла рассеяния θ . Величина $F(q)$ называется атомным форм-фактором.

Подставляя (47) в (42), получим окончательное выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния электрона на атоме:

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = \frac{4m^2 e^4}{\hbar^4 q^4} [Z - F(q)]^2 = \left(\frac{e^2}{4E_p} \right)^2 [Z - F(E_p, \theta)]^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}. \quad (49)$$

При больших значениях q ($qR_0 \gg 1$, т. е. $\theta \gg E_{\text{гп}}/E_p$) в выражении (49) можно пренебречь величиной $F(q)$ по сравнению с Z

(поскольку функция e^{-iqR} быстро осциллирует и интеграл (48) от произведения e^{-iqR} на $n(R)$ близок к нулю). Выражение (49) в этом предельном случае совпадает с формулой Резерфорда (35) для рассеяния электронов на ядре атома.

В общем случае необходимо проводить численный расчет форм-фактора $F(q)$. Для тяжелых атомов можно пользоваться приближенным квазиклассическим распределением плотности заряда в атоме по Томасу — Ферми [1]. Использование этого распределения приводит к следующей формуле:

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} = Z^{2/3} \Phi \left(Z^{-1/3}, v_p, \sin \frac{\theta}{2} \right), \quad (50)$$

где $\Phi(x)$ — универсальная табулированная функция [1]. Полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_r(E_p) = \frac{4\pi m}{E_p} Z^{4/3} \int_0^\infty \Phi(x) dx. \quad (51)$$

Сравнивая это выражение с (40), видим, что в обоих случаях $\sigma_r \propto E_p^{-1}$. Этот теоретический вывод согласуется с эмпирической формулой (27) для коэффициента упругого отражения $r(E_p)$. Однако рассмотренная теория УОЭ относится к свободным атомам и не может быть полностью применима к процессам в твердом теле, где важную роль играют коллективные эффекты.

Румянцевым [74] теоретически рассмотрен вопрос о квазиупругом отражении быстрых электронов от твердых тел — металлов и полупроводников. Исследовалось влияние электронов проводимости на поведение коэффициента отражения r в зависимости от величины потери энергии ΔE . Учитывалось не только взаимодействие быстрого первичного электрона с решеткой и с электронами проводимости, но и взаимодействие электронов проводимости между собой. Квантовомеханическое выражение для вероятности перехода падающего электрона в состояния отраженных электронов имеет следующий вид *):

$$w_q = 2\pi |T_q|^2 \delta(E_M - E_N + E_{p-q} - E_p), \quad (52)$$

где индексы M и N характеризуют состояние отражающей среды, E_p — энергия первичного электрона, T_q — амплитуда перехода, которая может быть записана в виде

$$T_q = \langle M, p - q | \hat{H}_i + \hat{H}_l | \Psi_{N,p} \rangle. \quad (53)$$

Волновая функция $\Psi_{N,p}$ находится из уравнения Липпмана —

*) Выражение для w_q записано в релятивистской системе единиц ($c = \hbar = m = e = 1$).

Швингера [75]. Оператор \hat{H}_1 в (53) описывает взаимодействие первичного электрона с электронами проводимости, оператор \hat{H}_2 — с решеткой. Ввиду большой скорости первичного электрона можно ограничиться по \hat{H}_1 борновским приближением. В то же время по отношению к \hat{H}_2 необходимо учесть возможные последовательные столкновения с решеткой, поскольку вероятность рассеяния быстрого электрона в решеточном поле относительно велика.

Амплитуда перехода T_q оказывается состоящей из трех слагаемых: 1) члена, характеризующего электрон-электронные переходы, 2) члена, ответственного за электрон-решеточные переходы, и 3) члена, описывающего смешанный переход, когда импульс q передается как электронам проводимости (q_e), так и решетке ($q - q_e$). Ввиду сравнительной упругости электрон-решеточного рассеяния в выражении (52) в δ -функции по энергиям можно пренебречь энергией, переданной первичным электроном решетке, по сравнению с энергией, переданной электронному газу.

В работе [74] показана возможность электрон-электронного рассеяния на большие углы θ , обязанного тому, что импульс отдачи принимают на себя все электроны проводимости. Однако вклад этого коллективного рассеяния в общую величину Γ мал в той области энергий, где еще справедлива теория возмущений. Если потеря энергии ΔE не совпадает с частотой плазмона $\hbar\omega_p$, то спектр квазиупруго отраженных электронов согласно данным Румянцева [74] должен иметь вид

$$N(\Delta E) \sim A/(\Delta E)^2. \quad (54)$$

В полупроводниках с низкой концентрацией носителей ($\hbar\omega_p$ мало) плазмонный пик ХПЭ может перекрываться с пиком УОЭ, приводя к уширению последнего. В случае упругого отражения электронов от диэлектриков истинная ширина пика УОЭ на кривой $N(\Delta E)$ при значении ΔE , близком к нулю, определяется только потерями энергии на возбуждение фононов (см. рис. 4). Если плазмонная частота ω_p мала и близка к фононным частотам, то в этом случае возникает дополнительное уширение пика УОЭ, связанное с плазмон-фононным взаимодействием. Если это так, то в (52) в δ -функции уже нельзя пренебрегать изменением энергии решетки по сравнению с изменением энергии электронной подсистемы. Кратные столкновения быстрых электронов с электронной подсистемой в полупроводниках играют относительно малую роль [74].

Из анализа экспериментальных и теоретических данных, относящихся к проблеме упругого и квазиупругого отражения электронов от твердых тел, вытекает, что такого рода исследования позволяют получать важные сведения о составе и структуре

исследуемой поверхности. Зависимость коэффициента упругого отражения r от энергии первичных электронов E_p в области малых и средних энергий для металлов и для диэлектриков с малой величиной сродства χ носит заметно различный характер. Резко отличаются и абсолютные значения r . Изучение упругого и квазиупругого отражения электронов от твердых тел дает ценную информацию как об элементарных процессах взаимодействия электронов с отдельными атомами, так и о коллективных эффектах в твердых телах, в частности, о возбуждении поверхностных и объемных плазмонов и фононов.

§ 2. Дифракция медленных электронов

Одним из наиболее прямых методов исследования микроскопической структуры поверхности твердого тела является дифракция медленных электронов (ДМЭ). Этот метод позволяет также получать ценные сведения о двумерных структурах, возникающих на поверхности монокристалла при адсорбции газа или при напылении на поверхность субмонослойных и монослойных пленок различных веществ. Открываются перспективы исследования не только статических поверхностных структур, но и динамических свойств поверхностных атомов, реконструкции поверхности при адсорбции, кинетики взаимодействия атомов поверхности с различными газами и т. п. (рис. 11).

Вопросам дифракции электронов посвящено несколько монографий [7—10, 76—78]. Однако только в одной из них, [78], изданной в 1931 г., значительное внимание уделено ДМЭ. Интересно, что уже в этой книге рассматривалось применение ДМЭ к вопросам адсорбции газов на поверхности монокристаллов, обсуждались причины появления дифракционных максимумов с полукелыми индексами и т. п.

В настоящее время, через 50 лет после опубликования классических работ Дэвиссона и Джермера [79], метод ДМЭ переживает свое второе рождение. Появилось огромное количество работ, посвященных различным вопросам ДМЭ, в том числе методике исследования ДМЭ и различным приложениям этого метода. В наиболее компактном виде этот материал изложен в обзорах [46, 80—85]. В современных металлических высоковакуумных установках для исследования взаимодействия электронов с твердым телом метод ДМЭ применяется для контроля кристаллической структуры поверхности твердого тела *).

*) В зарубежной литературе такие установки получили название «LEED-system» (акроним английской фразы: «Low energy electron diffraction system»).

Медленными электронами, используемыми в методе ДМЭ, считаются электроны с энергией $E_p \leq 0.5$ кэВ. Обычно применяются электронные пучки с энергией от 6 до 600 эВ, т. е. с де-бройлевской длиной волны $\lambda \approx (150/E_p)^{1/2}$ от 5 до $0,5^{10}$ Å. Наиболее удобным является диапазон от 50 до 150 эВ ($\lambda \sim 1$ Å). Длина когерентного рассеяния электронов с такой энергией не превышает 5—10 Å



Рис. 11. Области применения дифракции медленных электронов.

(т. е. 1—2 атомных слоя). В связи с этим основной вклад в интенсивность рефлексов при ДМЭ дает практически самый верхний атомный слой. Сильное рассеяние медленных электронов поверхностью твердого тела как раз и обуславливает высокую чувствительность метода ДМЭ.

Если происходит однократное упругое рассеяние поверхностью плоской падающей волны, то для анализа дифракционных картин достаточно воспользоваться формулами кинематической теории

дифракции (КТД) [10]. При многократном упругом рассеянии (это, например, может иметь место в системе адсорбированная пленка — подложка) и при наличии неупругих потерь (затухание волн де Бройля) необходимо пользоваться динамической теорией дифракции (ДТД) [86 — 88].

Рассмотрим вначале КТД, которую можно считать геометрическим приближением ДТД. В приближении КТД отсутствует взаимодействие между падающей и рассеянной ψ -волнами, и для определения амплитуд дифракционных пучков используются лишь условия сохранения интенсивности и длины волны [10]. Для упрощения задачи будем считать атомы неподвижными (жесткая плоская решетка). Учет тепловых колебаний решетки удобнее провести после рассмотрения основных закономерностей дифракции на жесткой решетке. Рассмотрим вначале дифракцию на простейшей двухатомной молекуле. В результате упругого рассеяния (дифракции) первичной электронной волны одновременно на

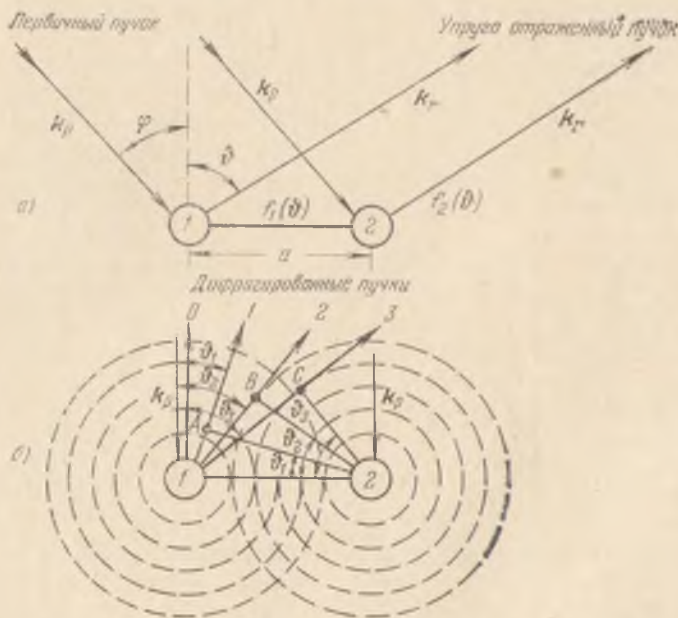


Рис. 12. Геометрическое рассмотрение интерференции ψ -волн, рассеянных на двухатомной жесткой молекуле.

каждом из атомов двухатомной молекулы (рис. 12, а) эти атомы становятся когерентными источниками вторичных сферических волн, интерференция которых на большом расстоянии от рассеивающих атомов (где сферические фронты приближаются к плоским) приводит к перераспределению в пространстве

интенсивности упруго рассеянных электронов. В результате на люминесцирующем экране можно наблюдать характерную дифракционную картину.

Условие Лауэ интерференции плоских волн есть условие появления дифракционных пучков под определенными углами ϑ :

$$\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_p = 2\pi \mathbf{g}n, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}_p = (2\pi/\lambda)\mathbf{s}_p$ — волновой вектор первичной волны, $\mathbf{k}_r = (2\pi/\lambda)\mathbf{s}_r$ — то же для упруго отраженной волны, \mathbf{s}_p и \mathbf{s}_r — единичные векторы, параллельные соответственно направлению первичного пучка и направлению рассеяния, \mathbf{g} — вектор «обратной решетки» ($|\mathbf{g}| = 1/a$, a — расстояние между атомами), n — целое число (порядок интерференции). Условие (1) можно переписать в виде

$$(\sin \vartheta - \sin \varphi)/\lambda = n/a, \quad (2)$$

где φ — угол падения первичного пучка, ϑ — угол рассеяния. При нормальном падении ($\varphi = 0^\circ$)

$$\sin \vartheta = n\lambda/a. \quad (3)$$

При $n = 0$ имеем нулевой порядок дифракции ($\vartheta = 0^\circ$), при $n = 1$ — первый порядок (ϑ_1), при $n = 2$ — второй порядок (ϑ_2) и т. д. (рис. 12, б). Как видно из (2), нулевой порядок при любых значениях λ и a соответствует случаю зеркального отражения ($\vartheta = \varphi$).

Ψ -функция волны, рассеянной на угол ϑ на большом расстоянии R ($R \gg a$) от простейшей молекулы из двух атомов, равна

$$\psi(\vartheta) = \frac{1}{R} [f_1(\vartheta) e^{i(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_p)\mathbf{R}_1} + f_2(\vartheta) e^{i(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_p)\mathbf{R}_2}], \quad (4)$$

где f_1 и f_2 — амплитуды рассеяния, а \mathbf{R}_1 и \mathbf{R}_2 — радиусы-векторы положения соответственно 1-го и 2-го атомов. Если атомы идентичны ($f_1 = f_2 = f$), то, приняв за начало координат центр одного из атомов ($\mathbf{R}_1 = 0$, $\mathbf{R}_2 = \mathbf{R}_{12}$, $|\mathbf{R}_{12}| = a$), получим

$$\psi(\vartheta) = \frac{f(\vartheta)}{R} [1 + e^{i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_r)\mathbf{R}_{12}}]. \quad (5)$$

Величина $\gamma = |(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_r)\mathbf{R}_{12}| = (2\pi a/\lambda) \sin \vartheta \cos \Phi$ (здесь Φ — угол между вектором $\mathbf{s}_p - \mathbf{s}_r$ и осью двухатомной молекулы) представляет собой разность фаз двух интерферирующих лучей. Чем меньше угол Φ , тем больше разность фаз γ . Выражение, аналогичное (4), для линейной цепочки из идентичных атомов, расположенных по оси x с межатомным расстоянием a_x , т. е.

для «линейного кристалла», будет иметь вид

$$\psi(\theta) = f(\theta) \sum_{j=1}^{N_x-1} e^{i(k_p - k_r)R_j}, \quad (6)$$

где R_j — радиус-вектор положения j -го атома в цепочке.
Учитывая тождество Лагранжа

$$\left| \sum_{l=0}^n e^{ilx} \right|^2 = \frac{\sin^2 \frac{1}{2}(n+1)x}{\sin^2 \frac{1}{2}x},$$

получим интенсивность дифракции под углом θ :

$$|\psi(\theta)|^2 = |f(\theta)|^2 \frac{\sin^2 N_x \gamma_x}{\sin^2 \gamma_x} = |f(\theta)|^2 \mathcal{J}(\theta, \Phi), \quad (7)$$

где $N_x = n + 1$, $\gamma_x = (2\pi/\lambda) a_x \sin \theta \cos \Phi$, $\mathcal{J}(\theta, \Phi)$ — так называемая интерференционная функция. Для изотропных рассеивателей (s -рассеяние) $f(\theta) = \text{const}$. При этом график функции $|\psi(\theta)|^2$ для $N_x = 4$ и $N_x = 8$ выглядит так, как показано на рис. 13, т. е. совпадает с ходом интерференционной функции $\mathcal{J}(\theta)$.

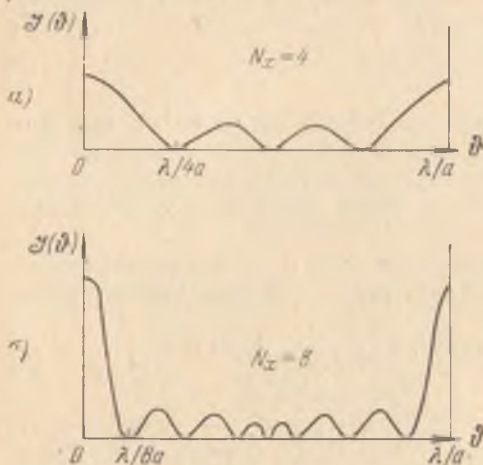


Рис. 13. Интерференционная функция, соответствующая кинематическому (геометрическому) рассмотрению дифракции на линейной цепочке из четырех (а) и на линейной цепочке из восьми атомов (б) [10].

Главные максимумы на рис. 13, б соответствуют выполнению условия $\gamma_{\text{max}} = 2\pi$. Для угла $\Phi = 0^\circ$ это условие совпадает с условием (2) при $\Phi = 0^\circ$. Кроме того, в промежутках между главными пиками функция $\mathcal{J}(\theta)$ имеет более мелкие, побочные пики.

Из интерференционной формулы КТД можно получить выражение для полуширины главных макси-

мумов (без учета тепловых колебаний атомов в цепочке и возможных дефектов в ней):

$$(\Delta\theta)_{1/2} = \lambda/(N_x a_x) = h/(N_x a_x \sqrt{2mE_p}). \quad (8)$$

Видно, что с увеличением N_x интенсивность главных пиков возрастает, а их полуширина уменьшается. Последняя уменьшается

также с ростом E_p пропорционально $E_p^{-1/2}$. При очень больших N_x интерференционная функция (7) близка к δ -функции. В случае нормального падения это означает, что $|\psi|^2 = |f|^2 N_x^2$ при $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi$ и $|\psi|^2 \rightarrow 0$ при всех остальных углах рассеяния. Если $\varphi \neq 0$, то функция $|\psi(\vartheta)|^2$ имеет δ -образный максимум лишь при зеркальных (брэгговских) углах рассеяния.

В случае двумерной упорядоченной структуры ($2D$ -структура) с поверхностной сеткой размерами $[(N_x - 1)a_x] \times [(N_y - 1)a_y]$ интерференционная функция имеет вид

$$\mathcal{J}(\vartheta, \Phi) = \frac{\sin^2(N_x \gamma_x)}{\sin^2 \gamma_x} \cdot \frac{\sin^2(N_y \gamma_y)}{\sin^2 \gamma_y} \quad (9)$$

Положение главных дифракционных максимумов определяется одновременным выполнением двух условий:

$$\begin{aligned} \gamma_x &= 2\pi n_x = (2\pi/\lambda) a_x \sin \vartheta \cos \Phi, \\ \gamma_y &= 2\pi n_y = (2\pi/\lambda) a_y \sin \vartheta \cos \Phi. \end{aligned} \quad (10)$$

В случае дифракции на трехмерной решетке интерференционная функция подобна (9), но включает в себя уже три однотипных множителя. В этом случае дифракционные максимумы наблюдаются при одновременном выполнении трех условий Лауэ, аналогичных выражениям (10).

Для трехмерного случая удобным методом нахождения дифракционных пучков является геометрическое построение так называемой «обратной решетки». Пересечение узлов обратной решетки со сферой Эвальда радиусом $1/\lambda$ определяет направление дифрагирующих пучков [10].

При дифракции на плоской атомной сетке обратная решетка имеет вид набора перпендикулярных поверхности кристалла «стержней» обратной решетки (рис. 14). Плоскость рисунка есть соответствующая некоторому определенному азимутальному углу Φ плоскость падения первичного пучка, направленного под углом φ к плоскости (hkl) кристалла. Точка O принята здесь за начало отсчета. Вектор OA , равный $1/\lambda$, откладывается от нее в направлении, противоположном направлению падения первичного пучка. Вокруг точки A проводится сфера радиусом $|\mathbf{k}_p|/2\pi = 1/\lambda$. Дифрагирующие пучки возникают в тех направлениях, которыми соответствуют точки пересечения окружности со стержнями обратной решетки (в данном случае точки B, C, D, E). Эти направления определяются волновыми векторами

$$\mathbf{k}_{rn}/2\pi = (\mathbf{k}_p + 2\pi \mathbf{g}n)/2\pi. \quad (11)$$

Это условие совпадает с условием Лауэ (1). Так как $OA = AB = AC = 1/\lambda$, то

$$|\mathbf{k}_r|^2 = |\mathbf{k}_p + 2\pi \mathbf{g}n|^2. \quad (12)$$

Таким образом, периодичность, параллельная поверхности, проявляется на дифракционной картине как обратная решетка не-

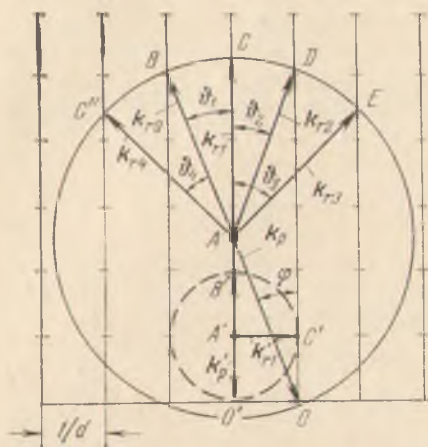


Рис. 14. Диаграмма Эвальда для случая дифракции медленных электронов на плоской решетке с постоянной a . \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_r — волновые векторы первичного электрона до и после дифракции.

которой плоской сетки. Из рис. 14 и условия (11) следует, что при очень малых энергиях первичных электронов E_p , когда $|\mathbf{k}_p|/2\pi < |g| = 1/a$, условие дифракции может быть выполнено лишь при $n=0$ (зеркальное отражение). При нормальном падении ($\varphi=0$) и условии $|\mathbf{k}_p|/2\pi = |g|$ появляется дифрагированный пучок ненулевого порядка, направление которого параллельно поверхности кристалла (вектор \mathbf{k}_{r1} на рис. 14). С увеличением E_p число дифрагированных пучков возрастает дискретно при определенных значениях E_p , соответствующих выполнению условия Лауэ, направление распространения пучков

приближается к направлению, противоположному направлению падения первичного пучка (дифракционные углы θ_n уменьшаются с ростом E_p).

На экране, помещенном перед мишенью M на расстоянии L от нее, при нормальном падении первый дифрагированный пучок будет давать рефлекс hk на некотором расстоянии $|\mathbf{R}_{hk}|$ от центра экрана (рис. 15). Для сферического экрана \mathcal{E}_1 абсолютные значения векторов \mathbf{R}_{hk} можно определить по формуле

$$|\mathbf{R}_{hk}| = L\lambda a_{hk} = 2\pi\hbar L(a_{hk} \sqrt{2mE_p}), \quad (13)$$

где a_{hk} — минимальное расстояние между атомами на поверхности кристалла для заданного направления, определяемого некоторым азимутом Φ . Для случая плоского экрана

$$|\mathbf{R}'_{hk}| = L/\sqrt{(a_{hk}/\lambda)^2 - 1}. \quad (14)$$

При не слишком малых энергиях первичных электронов, соответствующих выполнению условия $(a_{hk}/\lambda)^2 \gg 1$, формулы (13) и (14) совпадают. Измерив величину $|\mathbf{R}_{hk}|$ и зная постоянную прибора $L\lambda$, можно определить постоянную плоской решетки a_{hk} для любых значений азимутального угла Φ . Из выражения (13)

видно, что при заданном значении L существует некоторый наиболее удобный для наблюдения картины ДМЭ и измерения a_{hk} интервал энергий электронов.

По виду дифракционной картины, наблюдаемой на люминесцирующем экране, в случае чистых неперестроенных поверхностей кристаллов обычно нетрудно определить, на какую грань (hkl) падает пучок первичных электронов. Каждой грани соответствует своя характерная дифракционная картина (рис. 16 и 17).

Измерение величин a_{hk} в принципе позволяет путем сравнения с табличными значениями судить о химической природе поверхности мишени, не прибегая к ожеспектроскопии или другим методам спектрального анализа. Однако на практике в определенных условиях дифракционная картина может быть очень сложной (рис. 17, $г$, $д$), и идентификация ее не только трудна, но и неоднозначна [89—93]. Кроме того, точность измерения постоянных решетки методом ДМЭ несколько меньше точности метода дифракции рентгеновских лучей.

Источником когерентных электронных волн, создающих характерное дифракционное изображение на экране, является не вся область поверхности, облучаемая первичным пучком, а лишь некоторая сравнительно небольшая область, соответствующая так называемой зоне пространственной когерентности [84]. Диаметр D_c этой зоны зависит от того, насколько искривлен фронт первичной волны по сравнению со случаем плоской волны. Угол дифракционной расходимости пучка θ_p по порядку величины равен отношению длины волны λ к диаметру зоны когерентности ($\theta_p \sim \lambda/D_c$).

Таким образом, если источником когерентных волн является первая интерференционная зона Френеля, величина D_c должна быть пропорциональна длине волны электрона и обратно

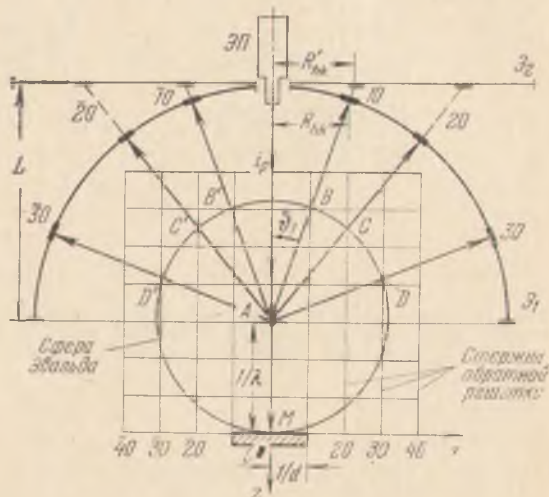


Рис. 1*. Диаграмма Эвальда для грани (100) гранецентрированного кубического кристалла и расположенные пушки (ЭП), мишени (М) и экраны (\mathcal{E}_1 или \mathcal{E}_2) в опытах по наблюдению дифракции медленных электронов.

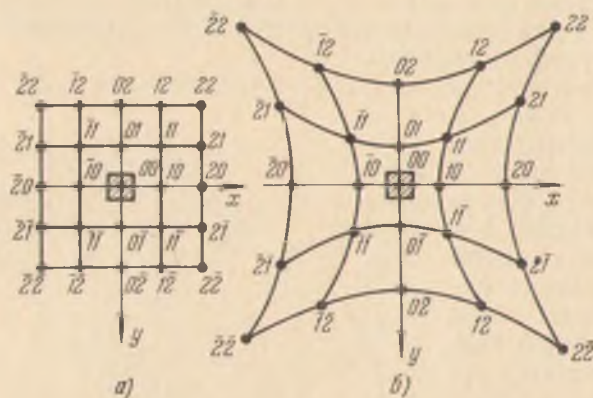


Рис. 16. Схематическое изображение картины дифракционных рефлексов грани (100) кристалла, состоящей из простых квадратных ячеек, на сферическом (а) и на плоском (б) экранах. Пара чисел (hk) у каждого рефлекса — индексы Миллера.

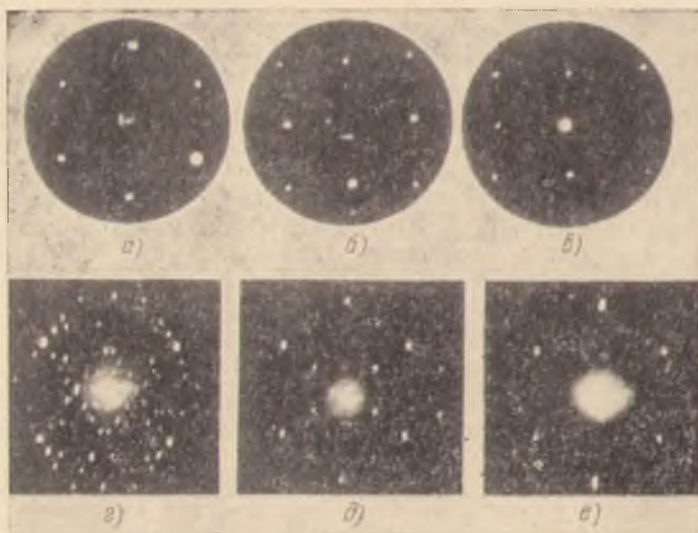


Рис. 17. Картины дифракции медленных электронов для различных граней чистой поверхности монокристалла никеля: а) (111), б) (100), в) (110), и для монокристалла вольфрама на различных стадиях очистки поверхности: г) сильно загрязненная поверхность, д) после прогрева в атмосфере кислорода при температуре 1000°C , е) после удаления кислорода быстрым прогревом до 1700°C .

пропорциональна угловой расходимости θ_p первичного пучка [10]:

$$D_c = \frac{b\lambda}{(1 + \Delta E_p/2E_p)\theta_p}, \quad (15)$$

где λ — длина волны де Бройля (в Å), $\Delta E_p/2E_p$ — относительный энергетический разброс в первичном пучке, b — критерий пространственной когерентности (по данным [84] $b \approx 0,35$). Видно, что при $\Delta E_p/E_p \ll 1$ величина D_c практически не зависит от моноэнергетичности пучка. При типичных для ДМЭ значениях $\lambda \sim 1$ Å и $\theta_p \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ рад диаметр зоны когерентности не превышает 0,1—1 мкм. Это означает, что яркость рефлексов дифракционной картины определяется только областью регулярной 2D-структуры с размерами, сравнимыми с диаметром D_c зоны когерентности. Остальная часть площади сечения первичного пучка на поверхности мишени участвует лишь в создании фона диффузно рассеянных электронов. Следовательно, метод ДМЭ не является чувствительным индикатором совершенства поверхности. Даже поверхности монокристаллов, на которых при рассмотрении их под оптическим микроскопом обнаруживается большое количество царапин, ямок и других дефектов, могут давать хорошие дифракционные картины. Такие нарушения поверхности могут вызывать лишь равномерное увеличение интенсивности фона при одновременном уменьшении яркости дифракционных рефлексов [84]. В случае морщинистой поверхности монокристалла ряд дифракционных пятен, предсказываемых КТД для плоской 2D-структуры, может отсутствовать.

Более чувствительным инструментом определения текстуры поверхности является метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ) на отражение, при использовании которого пучок электронов с энергией порядка 10 кэВ бомбардирует поверхность монокристалла под скользящим углом в несколько градусов. Другим методом получения информации о топографии поверхности является растровая электронная микроскопия (РЭМ) на отражение (см. § 6 гл. XI).

Если линейный размер $N_x a_x$ (или $N_y a_y$) поверхностной сетки двумерной атомной структуры (2D-структуры) оказывается меньше диаметра зоны когерентности D_c , то на картинах ДМЭ начинает проявляться «размерный» эффект: ширина профилей дифракционных рефлексов в этом случае зависит от размеров поверхностной 2D-сетки, как это следует из выражения (8).

Из этого рассмотрения следует, что наличие на поверхности маленьких «островков» или доменов с упорядоченным расположением атомов в пределах $N_x a_x < D_c$ или $N_y a_y < D_c$ должно приводить к уширению дифракционных пятен в том или ином направлении, т. е. появлению полосок. Если поверхность разбита на антифазные домены (субдомены), то происходит расщепление

рефлексов в двух направлениях в соответствии с двумя возможными ориентациями антифазовых границ [84]. Частично упорядоченная поверхность при ДМЭ отображается на экране в виде набора полосок и неясно очерченных пятен.

ДМЭ является мощным методом изучения адсорбционных явлений и механизма эпитаксиального роста пленок. Этому вопросу посвящено большое число оригинальных работ и обзоров [84, 89]. Городецким [89] показано, что процесс роста монослойного покрытия для различных элементов на определенной грани металлической подложки может быть разбит на несколько этапов. На первом этапе при очень малых степенях покрытия происходит статистическое заполнение мест адсорбции. Это приводит лишь к возрастанию некогерентного фона на электронограммах. Затем по мере роста числа адсорбированных атомов усиливается взаимодействие между ними, что ведет к установлению определенного среднего расстояния между адатомами. В результате установления ближнего порядка на электронограмме вокруг рефлексов от подложки появляются диффузные кольца. При дальнейшем напылении одновременно с уменьшением среднего расстояния между адатомами происходит увеличение радиуса колец. Этот этап характеризуется возникновением упорядоченной $2D$ -структуры, согласованной с подложкой. На следующем этапе согласование напыленной структуры с подложкой может сохраняться лишь по одному из направлений. Это соответствует возникновению так называемых неинусных решеток. При дальнейшем уплотнении пленки может происходить ее полное рассогласование со структурой подложки. Последняя может определять лишь азимутальную ориентацию $2D$ -структуры. Как показано в [89], для ряда элементов из названных выше этапов роста могут осуществляться лишь некоторые. Кроме того, следует иметь в виду, что характер процесса роста монослойной пленки зависит также от температуры подложки. При комнатной или более низкой температуре при напылении могут возникать аморфные слои. Упорядоченные $2D$ -структуры в этих случаях появляются лишь после отжига пленок при высоких температурах. Ясно, что вид получаемой упорядоченной $2D$ -структуры должен определяться возможностью миграции напыляемых атомов на большие расстояния.

Вслед за возникновением упорядоченной монослойной $2D$ -структуры при дальнейшем напылении вещества начинается эпитаксиальное наращивание трехмерных кристаллов ($3D$ -структура). О появлении центров кристаллизации можно судить по началу процесса огранки (фасетирования), т. е. образования на поверхности пирамидок размером менее 100 \AA с наклонными гранями (фасетками). Наличие фасеток на поверхности, облучаемой первичным пучком, является причиной появления дополнительных рефлексов и их «аномального» движения при изменении энергии

первичных электронов E_p по сравнению с рефлексами от плоской 2D-структуры. С увеличением E_p дифракционные пучки, возникающие на наклонных плоскостях, начинают сдвигаться не к центру общей дифракционной картины, а в стороны от центра (рис. 18). Это связано с возникновением вторичных дифракционных картин от наклонных плоскостей (фасеток) со своими центрами (00-рефлексы от фасеток).

Измерение полуширины и относительной интенсивности рефлексов вторичных дифракционных картин является методом приближенной оценки размеров кристаллитов и их распределения по



Рис. 18. «Аномальное» движение дифрагированных пучков при дифракции на наклонных плоскостях, возникающих в процессе огранки поверхности кристалла.

поверхности. Использование метода ДМЭ позволяет наиболее быстро и надежно выбирать оптимальные материалы подложек, их температуры, а также скорости напыления. ДМЭ стала в настоящее время незаменимым инструментом изучения процессов, происходящих при окислении поверхности металлических монокристаллов и монокристаллов элементарных полупроводников. В 1962 г. Джермер и Мак-Рей [94], изучая систему кислород — металл, выдвинули гипотезу о реконструктивном характере адсорбции активных газов на поверхности металла. Адсорбция газа, согласно [94], приводит к изменению структуры поверхности металла: наблюдается чередование атомов газа и атомов металла. Бауэр [95] поставил под сомнение эту гипотезу и дал иное объяснение экспериментальным результатам, полученным в [94]. Однако при детальном изучении взаимодействия кислорода с поверхностью металлов в работах Городецкого с сотрудниками [89, 96] были получены надежные данные, позволяющие сделать вывод в пользу реконструктивного характера адсорбции. Перестроенные (реконструированные) поверхности представляют собой грани монокристалла, на которых произошла миграция поверхностных атомов к новым центрам. При этом на электронограмме появляются «сверхструктуры» — система дифракционных рефлексов, расположенных между основными. Они соответствуют

новой периодичности атомов на поверхности. Например, при удвоении атомного периода по обеим осям на грани (110) никеля появляется структура типа $C(2 \times 2)$. Здесь индекс «С» означает, что эта структура — центрированная, т. е. с атомом Ni в центре ячейки [97]. В работе [96] в процессе окисления нагретой поверхности (100) вольфрама наблюдались структуры (5×1) , (4×1) , (2×2) и (2×1) . Начальную стадию окисления с образованием структуры (3×1) можно было наблюдать уже при комнатной температуре кристалла.

Перестройка поверхности наблюдалась также в случае монокристаллов Si и Ge, для которых при изучении картин ДМЭ в работах [98 — 100] были обнаружены четкие рефлексy, не соответствующие идеально оборванной объемной решетке. Так, после скола монокристалла Si в сверхвысоком вакууме при комнатной температуре получается поверхность, характеризующаяся дифракционной картиной Si (111) — (1×3) или Si (111) — (1×2) (в зависимости от того, какие оси кристалла выбраны в качестве основных). Нагрев переводит эту структуру в Si (111) — (7×7) , характерную для хорошо очищенной поверхности кремния, получаемой после отжига, ионной бомбардировки или облучения мощными лазерными импульсами света. В некоторых случаях можно наблюдать промежуточную структуру (5×5) [46]. Скол монокристалла Ge в подобных условиях также приводит к перестроенной поверхности типа Ge (111) — (1×3) . После нагревания до 470 К получается поверхность Ge (111) — (8×8) . Нагревание выше 570 К дает структуру Ge (111) — (12×12) .

Мак-Рей и Гобели [101] показали, что у поверхностей скола (110) кристаллов InSb, InAs, GaAs и GaSb структура поверхностных элементарных ячеек та же, что и в объеме. В случае термической обработки поверхности кристалла GaAs перестройки также не наблюдается [102]. Не было обнаружено перестройки и на поверхности скола (110) кристалла CdTe [103]. Нагрев поверхности (111) соединений со структурой цинковой обманки ведет к образованию микрофасеточной структуры (110) [104], а прогрев поверхности (0001) со структурой вюрцита дает структуру (30×38) [105]. Интересно, что другие поверхности скола, такие как (110) цинковой обманки и (1010) вюрцита, не перестраиваются и являются термически стабильными. Нестабильными, вероятно, являются такие грани, на которых смещение атомов ведет к насыщению ранее ненасыщенных связей (только один сорт атомов на поверхности). Перестройки — обычное явление для полярных поверхностей. Сдвиг электрических зарядов ведет для таких граней к более нейтральной, а следовательно, и более стабильной поверхности.

Было показано, что в большинстве случаев возникновение новых структур на поверхности имеет тенденцию перестройки более

рыхлых граней в более плотные. При этом роль возмущающего фактора, инициирующего процесс перестройки, могут играть примесные атомы легких элементов. Они либо диффундируют из объема кристалла (например, атомы углерода в случае монокристаллов Ni), либо сорбируются поверхностью из окружающей среды.

Опыты по ДМЭ позволяют получать информацию о сложных процессах, происходящих на поверхности монокристаллов при адсорбции, эпитаксиальном росте кристаллов и окислении поверхности (см. табл. 2). Для того чтобы эта информация была более полной, необходимо анализировать не только симметрию дифракционных картин и профиль дифрагированных пучков, но и изучать профили интенсивности $I_{hh}(E_p)$ для различных рефлексов.

Таблица 2

Процессы на поверхности монокристаллов, которые могут быть исследованы методом ДМЭ

Исследование структуры и электронных свойств двумерных решеток	Эпитаксия	Исследование физико-химических процессов на поверхности (хемисорбция и катализ)
1. Закономерности фазовых переходов порядок — беспорядок в субмонослойных пленках. 2. Дефекты 2D-структур (границы доменов и т. п.). 3. Характер реконструкции поверхности при адсорбции активных газов. 4. Прогнозирование структуры еще не изученных пленок. 5. Определение дисперсионного соотношения импульс — энергия для поверхностных плазмонов методом неупругой ДМЭ.	1. Закономерности эпитаксиального роста кристаллов. 2. Оценка размеров 3D-структур (кристаллитов). 3. Выбор материала подложки, оптимальной температуры и скорости напыления.	1. Изучение последовательных стадий окисления поверхности металлических монокристаллов. 2. Изучение процессов восстановления окисленной поверхности. 3. Исследование каталитического действия адсорбированных (чужеродных) атомов на формирование структуры.

Кривые $I_{hh}(U_p)$ принято называть I — U -кривыми. Рассмотрим вопрос об интенсивностях дифракционных рефлексов и их зависимости от энергии первичных электронов более детально, поскольку этот вопрос имеет важное значение для дальнейшего совершенствования метода ДМЭ. Основная проблема при измерении интенсивности дифракции состоит в том, чтобы отделить

информацию о кристаллической структуре поверхности и приповерхностной области кристалла, содержащуюся в профилях интенсивности, от усложняющего вид функции $I_{hk}(E_p)$ многократного рассеяния электронов. Высокие значения сечений упругого и неупругого рассеяния в области малых энергий электронов (см. § 1) являются главным фактором, затрудняющим точный расчет интенсивностей при ДМЭ. Однако это же обстоятельство обеспечивает методу ДМЭ очень высокую чувствительность к состоянию поверхности твердого тела.

Интенсивность в данном дифракционном пучке I_{hk} есть отношение тока i_{hk} в этом пучке к первичному току i_p :

$$I_{hk} = i_{hk}/i_p. \quad (16)$$

Для достаточно точного измерения величины I_{hk} необходимо использовать в качестве коллектора упруго отраженных электронов цилиндр Фарадея. Фотографирование рефлексов с последующим использованием денситометрии может внести значительные ошибки в определение величины I_{hk} . Профили интенсивности могут быть сняты при изменении энергии первичных электронов

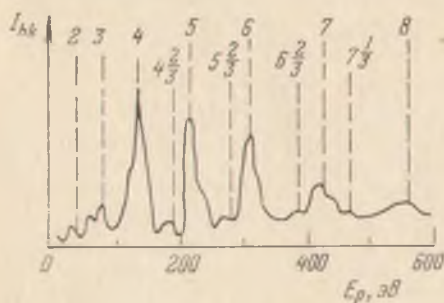


Рис. 19. Зависимость интенсивности от энергии первичных электронов для 00-пучка, отраженного от грани (111) монокристалла меди [106].

E_p ($\vartheta = \text{const}$, $\Phi = \text{const}$), при изменении угла наблюдения ϑ (при $E_p = \text{const}$ и $\Phi = \text{const}$) и, наконец, при изменении азимутального угла Φ ($E_p = \text{const}$ и $\vartheta = \text{const}$).

На рис. 19 показана зависимость интенсивности I_{hk} от E_p для 00-пучка, отраженного от грани (111) монокристалла меди [106]. Видно, что кроме основных брэгговских пиков, соответствующих зеркальному отражению электронов от плоскостей, парал-

лельных поверхности (111), имеются менее заметные пики, не удовлетворяющие условию Брэгга. С ростом E_p наблюдается уширение пиков, примерно пропорциональное $E_p^{1/2}$.

Профиль интенсивности для пятна (01) грани (111) монокристалла Ni, приведенный на рис. 20, также указывает на сложную структуру максимумов, расположенных на фоне некогерентного рассеяния [97]. Здесь можно различить три типа пиков. Длинные стрелки соответствуют расчетным (с учетом внутреннего потенциала U_0 никеля, равного 16 В) положениям брэгговских максимумов. Короткие стрелки отмечают положения максимумов, возникновение которых обусловлено, вероятно, наличием ступенек на поверхности. В этом случае могут интерферировать волны, коге-

рентно рассеянные наружными плоскостями кристалла, состоящими друг от друга на величину, равную или кратную постоянной решетки (т. е. электроны, отраженные от верха и низа каждой «ступеньки»). Так как такие электроны не проникают в кристалл, то не происходит смещения максимумов на величину внутреннего потенциала. Перевернутые стрелки снизу слева от длинных стрелок отмечают положение максимумов третьего типа. Их природа вероятнее всего связана с некоторым (порядка 5%) увеличением расстояния между верхним и вторым атомными слоями по сравнению с объемным значением d_{hk} постоянной решетки кристалла Ni.

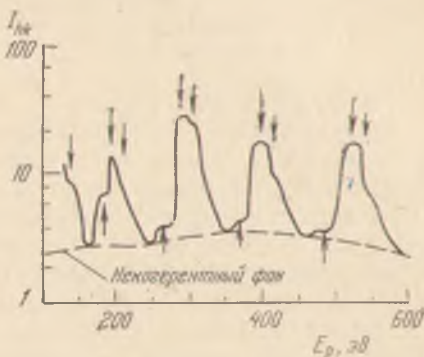


Рис. 20. Зависимость интенсивности от энергии первичных электронов для (01)-пучка, отраженного от грани (111) монокристалла никеля [97].

Интенсивность определенного дифракционного рефлекса можно записать через амплитудный коэффициент отражения $M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$:

$$I_{hk} = |M|^2. \quad (17)$$

Из условия сохранения потока следует, что $|M|^2 < 1$.

Априори ясно, что КТД не в состоянии объяснить все особенности профилей $I_{hk}(E_p)$. В качестве нулевого приближения теории многократного рассеяния можно рассмотреть так называемую псевдокинематическую теорию дифракции [81, 107]. Здесь возможно два подхода [84]. В первом случае в качестве основных рассеивающих центров рассматриваются сферически-симметричные поля отдельных атомов. Альтернативой этому является рассмотрение в качестве основных рассеивающих единиц атомных слоев кристалла. Рассмотрим вначале первый из этих подходов. В этом случае считается, что на каждый атом кристалла действует плоская волна, совпадающая с первичной волной. Дифракционную амплитуду можно вычислить как сумму произведений атомных факторов рассеяния $f_j(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$ на фазовый множитель, учитывающий сдвиг фазы электронной волны при распространении ее к рассеивающему центру и обратно до точки наблюдения:

$$M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p) = \frac{2\pi i}{S_j^{1/2}(\mathbf{k}_{r\perp}, \mathbf{k}_{p\perp})} \sum_j f_j(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p) e^{i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_r)\mathbf{R}_j}, \quad (18)$$

где S_j — площадь элементарной ячейки (э. я.), \mathbf{R}_j — ее местоположение в кристалле.

Если кристалл состоит из атомов одного сорта, то

$$M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p) = \frac{2\pi i f(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)}{S_j^{1/2}(k_{r\perp}, k_{p\perp})} \sum_j^{n \cdot n} e^{i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_r) \mathbf{R}_j}, \quad (19)$$

т. е. $M(\vartheta, E_p) \propto f(\vartheta, E_p)$.

Таким образом, в соответствии с псевдокинематической теорией зависимость интенсивности дифракции от E_p должна полностью определяться зависимостью от E_p атомной амплитуды рассеяния $f(E_p)$, если в рассеянии принимают участие только атомы верхнего слоя. В формуле (18) суммирование ведется, однако, по всем атомам кристаллической решетки. Поэтому сумма в (19) отличается от нуля лишь в случае, когда удовлетворяется условие Брэгга (ср. формулы (19) и (6)). Если рассеивающий кристалл имеет макроскопические размеры, то интерференционная функция, а следовательно, и $I - U$ -кривые представляют собой последовательность δ -образных пиков, удовлетворяющих условию Брэгга.

Как следует из материала, приведенного в § 1, для тяжелых элементов дифференциальное сечение атомного рассеяния может быть немонотонной функцией угла рассеяния ϑ (см. рис. 8). В этом случае как интенсивность дифракционных пучков, так и интенсивность диффузного фона должны проходить через минимум в пределах кольцеобразной площади, соответствующей минимумам функции $f(\vartheta)$. Это действительно наблюдается на опыте для поверхностной решетки из атомов индия, которая при малых E_p рассеивает более 50% всей интенсивности дифракционных пучков [46, 108].

Модификация псевдокинематической теории с целью большего согласования ее с экспериментом может быть произведена путем введения в формулу (18) фактора ослабления

$$\alpha_j = \exp(-z_j/L_c), \quad (20)$$

учитывающего уменьшение интенсивности первичной волны при проникновении ее в кристалл. Здесь z_j — глубина j -го атома, L_c — характерная глубина проникновения первичного пучка, при которой еще сохраняется продольная когерентность. При малых E_p величина $L_c \sim 5-10 \text{ \AA}$, т. е. не превышает одного-двух атомных слоев. Введение фактора ослабления α_j приводит к уширению брэгговских пиков. При указанной величине L_c расчетная ширина пиков близка к наблюдаемой на опыте. Если фактор ослабления ввести в комплексной форме, то можно учесть не только ослабление интенсивности, но и дополнительный сдвиг фазы де-Бройлевской волны за счет внутреннего потенциала кристалла U_0 .

Второй подход к расчету интенсивности дифракционных пучков иллюстрирует рис. 21, на котором горизонтальные линии изображают отдельные атомные слои кристалла. Каждому такому слою можно приписать определенную комплексную амплитуду коэффициента отражения $\rho(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$, а также комплексную амплитуду коэффициента прохождения $\tau(\mathbf{k}_p)$. Эти величины играют в данном случае такую же роль, как и атомные комплексные амплитуды рассеяния $f(E_p, \theta)$. Суммируя вклады в амплитуду рассеяния от каждого слоя («монослойные резонансы»), можно получить выражение для $M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$. Если слои идентичны и отстоят друг от друга на расстояние d , то для случая зеркального отражения электронов от кристалла выражение для $M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$ принимает простой вид:

$$M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p) = \rho / (1 - \tau^2 \omega_0^2), \quad (21)$$

где $\omega_0 = \exp(ik_{p\perp}d)$.

Дифракционные максимумы соответствуют условию минимума модуля знаменателя (21). Этот метод расчета интенсивностей был предложен С. Дарвиным еще в 1914 г. применительно к дифракции рентгеновских лучей [109], поэтому знаменатели в (21) иногда называют «знаменателями Дарвина». Если считать ρ и τ действительными величинами и положить $\tau = 1$, то получим упоминавшееся выше псевдокинематическое приближение. По данным Лэндера и Мориссона [46] для плоскостей монокристалла германия, параллельных грани (111), коэффициент τ монотонно возрастает от 0,55 при $E_p = 50$ эВ до 0,75 при 500 эВ. Оценку величины τ можно произвести, измеряя полуширину максимумов для нормальных (не связанных с перестройкой поверхности) рефлексов.

Рассмотренное выше однодифракционное (single - diffraction) приближение не может объяснить появления вторичных пиков Брэгга с полужелыми индексами. Дальнейшее развитие теории включает рассмотрение двухдифракционных (double-diffraction) событий (см. рис. 21, б) [110 — 112]. В этом случае дифракционная амплитуда $M(\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_p)$ содержит два знаменателя Дарвина. Один из

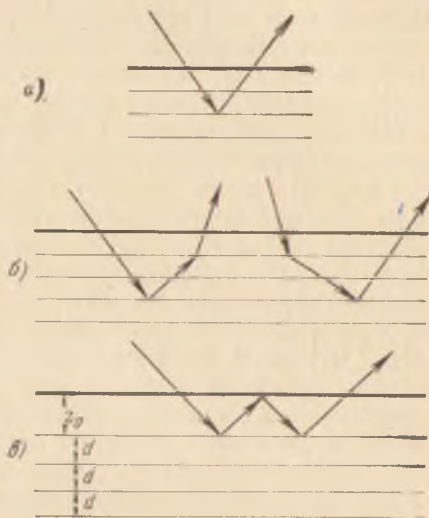


Рис. 21. Схематическое изображение дифракционного отражения на одном (а) и двух (б) атомных слоях, а также отражения с участием потенциального барьера (в). z_0 — расстояние от поверхности первого слоя, на котором «локализуется» потенциальный барьер.

них минимален при выполнении первичного условия, а другой — при выполнении вторичного условия Брэгга *). Появление третичных пиков на профилях интенсивности может быть объяснено аналогичным образом трехволновыми событиями. Рассмотрение всех возможных порядков дифракционного рассеяния (« n -волновой» случай) приводит к динамической теории дифракции (ДТД) [10]. Очевидно, что ДТД должна быть во многом близка к зонной теории твердого тела [84].

Следует, однако, иметь в виду, что ДТД включает в рассмотрение только упругие процессы и не учитывает неупругие взаимодействия, в частности, связанные с возбуждением плазмонов. Учет потерь энергии может быть осуществлен путем введения комплексного (оптического) потенциала, мнимая часть которого $\text{Im}U$ не зависит от координат [114]. Как показывают расчеты [115, 116], $\text{Im}U$ быстро возрастает у порога возбуждения плазмона, что приводит к уширению дифракционных пиков [117] и уменьшению абсолютной интенсивности. Основной спад интенсивности приходится на область изменения E_p от 10 до 100 эВ (см. рис. 2 и 10). Нижняя граница этой области близка к порогу плазменных потерь для большинства металлических и полупроводниковых кристаллов. Вторая причина спада интенсивности — увеличение с ростом E_p анизотропии атомного рассеяния волн де Бройля: возрастание рассеяния в прямом направлении по сравнению с обратным.

Ширина пиков на $I - U$ -кривых при учете затухания первичной волны определяется формулой

$$\Delta E_{1/2} = 2 [U_g^2 + (\text{Im} U)^2]^{1/2}, \quad (22)$$

где U_g — фурье-компонента потенциала решетки.

Рассеяние у поверхности должно отличаться от рассеяния в объеме кристалла, так как параметры рассеяния для самого верхнего атомного слоя отличаются от соответствующих параметров в объеме [112]. В ДТД поверхностное рассеяние связывается с существованием лежащих выше вакуумного уровня квазистационарных поверхностных состояний [90]. В [119] введено понятие о поверхностном резонансе E_{0s} , в области которого амплитуда дифракционного максимума выражается в следующей форме [120]:

$$M \propto C + 1/2 \mathcal{R}_s \Gamma_s / (E_p - E_{0s} + 1/2 i \Gamma_s), \quad (23)$$

где C — величина, определяющая «фооновую» интенсивность, кото-

*) Для объяснения наличия в 00-пучке вторичных брэгговских пиков половинного порядка с позиций модифицированной псевдокинематической теории можно вместо экспоненциального фактора ослабления $\alpha_j(z)$ ввести фактор ослабления, модулированный с периодом в два атомных слоя [113].

рую в окрестности $E_p = E_0$, можно для узких резонансов считать константой, \mathcal{R}_s — комплексная величина, определяющая интенсивность резонанса, Γ_s — его ширина. Поверхностный резонанс следует отличать от монослойных объемных резонансов, рассмотренных выше (см. формулу (21)). К причинам появления дополнительных поверхностных резонансов следует также отнести:

- 1) наличие адсорбированных слоев чужеродных атомов,
- 2) возможную реконструкцию чистой поверхности монокристалла,

3) наличие поверхностного потенциального барьера.

В последнем случае, например, электронные волны могут испытывать многократное рассеяние при распространении почти параллельно поверхности между областью локализации потенциального барьера и первым атомным слоем [120—122] (рис. 21, *е*). Наличие монослойных и поверхностных резонансов накладывает определенный предел на многократное рассеяние, так как условие появления таких резонансов должно быть связано с условием возникновения луча, скользящего вдоль определенных кристаллических плоскостей или вдоль поверхности мишени.

Учтем теперь тепловые колебания атомов решетки. Интенсивность дифракционных пиков должна существенным образом зависеть от температуры кристалла T . В случае кинематической или модифицированной кинематической теории интенсивность дифракции

$$I_{hk} \sim \exp(-2W), \quad (24)$$

где $W = 8\pi^2 \langle u^2 \rangle / \lambda^2 \sin^2 \vartheta / 2$ — фактор Дебая — Уоллера, $\langle u^2 \rangle$ — среднее значение квадрата смещения атома в направлении $\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_p$. При гармонической аппроксимации колебаний в случае высокотемпературного предела

$$\langle u^2 \rangle = 3h^2 T / (mk\theta_D^2), \quad (25)$$

где $\theta_D = h\nu_{\max} / k$ — эффективная поверхностная температура Дебая, ν_{\max} — максимальная частота упругих колебаний атомов кристалла, k — постоянная Больцмана.

Таким образом, в этом приближении тепловые колебания рассеивающих центров приводят к экспоненциальному ослаблению интенсивности дифракционных максимумов и не влияют на их форму [10, 123, 124]. Одновременно с уменьшением интенсивности пиков возрастает интенсивность фона теплового диффузионного рассеяния (ТДР), которая пропорциональна $1 - \exp(-2W)$. Из выражения (24) следует, что дифракционные рефлексy должны исчезать при длине волны λ , зависящей от температуры T , и «жесткости» кристалла (температуры Дебая θ_D). При достаточно высоких значениях T кристалл становится сильно разупорядо-

ченным, периодические свойства исчезают, а вместе с ними исчезает и дифракционная картина.

В работах [125, 126] вопрос о влиянии тепловых колебаний атомов на дифракцию рассмотрен в рамках ДТД. Исследование температурных эффектов при ДМЭ позволяет оценивать величину $\langle u^2 \rangle$, а следовательно, получать сведения об упругих свойствах поверхностных 2D-структур. Величины $\langle u^2 \rangle$, измеренные методом ДМЭ, оказались намного большими, чем $\langle u^2 \rangle$ для атомов в объеме [124].

До сих пор речь шла о ДМЭ, которую можно было бы назвать упругой дифракцией медленных электронов (УДМЭ). Большой интерес для исследования поверхностных свойств твердого тела представляет также неупругая дифракция медленных электронов (НДМЭ)*.

Используя метод НДМЭ, можно получить информацию о дисперсии поверхностных плазмонов, т. е. о соотношении между энергией плазмона $\hbar\omega_p$ и тангенциальной составляющей импульса плазмона q_{\parallel} , а также о скорости затухания плазмона, т. е. о величине $\Gamma_s(q_{\parallel})$ [127—132].

Авторы работ [127, 128] теоретически рассмотрели двухступенчатый механизм рассеяния медленных электронов. Ими развита квантовая теория НДМЭ, в которой потери энергии следуют за дифракцией или наоборот. Экспериментально такое двухступенчатое рассеяние впервые было обнаружено в 1938 г. Турнбулом и Фарнсвортом [133] при изучении отражения медленных электронов от грани (111) монокристалла серебра. Через 11 лет была опубликована работа Рейчертса и Фарнсворта [134], в которой сообщалось о неупругом отражении медленных электронов от грани (100) монокристалла меди. В [134] было показано, что результаты экспериментов могут быть объяснены, если предположить, что вначале пучок первичных электронов испытывает дифракцию на атомах кристалла, а лишь затем электроны, идущие к поверхности под определенными углами θ к ней, теряют дискретные порции энергии. Интерес к этому вопросу вновь возродился лишь через 20 лет [135—139]. В этих работах исследовалась УДМЭ и НДМЭ от граней (111) и (100) Al [135—138] и от грани (111) Si [139].

На рис. 22 приведена зависимость интенсивности пика упруго отраженных электронов (кривая 1) и пика, соответствующего возбуждению поверхностного плазмона (кривая 2), от энергии первичных электронов для грани (111) Si. Соответствие максимумов на кривых 1 и 2 при $E_p < 100$ эВ является подтверждением роли

*) В иностранной литературе принята следующая терминология: 1) elastic low-energy electron diffraction (ELEED), 2) inelastic low-energy electron diffraction (ILEED).

дифракционных эффектов в процессе неупругого рассеяния (дифракция, а затем потеря энергии). Широкий максимум при $E_p = 200$ эВ связан с наложением двух зависимостей от E_p : вероятности выхода к поверхности электронов из объема и функции возбуждения поверхностного плазмона.

Эти данные согласуются с результатами работы [56], в которой показано, что ряд максимумов коэффициента УОЭ $r(E_p + \chi\phi)$ связан с возбуждением поверхностного, объемного, кратных и гибридных плазмонов.

Полученное в [129] дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона имеет вид

$$\hbar\omega(q_{\parallel}) = \hbar\omega_{ps} + C_1 q_{\parallel} + C_2 q_{\parallel}^2. \quad (26)$$

Для чистой поверхности грани (111) Al $\hbar\omega_{ps} = 10,1 \pm 0,1$ эВ,

$C_1 = -0,7 \pm 0,3$ эВ·Å, $C_2 = +10$ эВ·Å² при $10^{-2} \leq q_{\parallel} < 1$ Å⁻¹.

Затухание поверхностного плазмона характеризуется выражением

$$\Gamma_s(q_{\parallel}) = \Gamma_s + D_1 q_{\parallel} + D_2 q_{\parallel}^2. \quad (27)$$

Для грани (111) Al $\Gamma_s = 0,9 \pm 0,3$ эВ, $D_1 = 0,74$ эВ·Å, $D_2 = 0$.

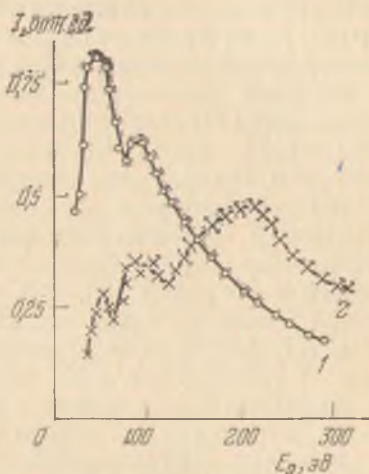


Рис. 22. Зависимости интенсивности пика упруго отраженных электронов (1) и пика поверхностного плазмона (2) от энергии первичных электронов для чистой грани (111) монокристалла кремния [139].

§ 3. Анизотропия вторичной электронной эмиссии и электронно-возбужденной проводимости монокристаллов

Анизотропия ВЭЭ и ЭВП массивных монокристаллов наиболее ярко проявляется в виде тонкой и сверхтонкой структуры на зависимостях коэффициентов ВЭЭ на отражение (σ , δ , η , r) и коэффициента ЭВП g от угла падения ϕ пучка первичных электронов на поверхность кристалла (см. рис. 1.9). В опытах на прострел при использовании монокристаллических пленок анизотропия проявляется в виде структуры на зависимостях от ϕ коэффициентов Σ , Δ и D .

Распределения вторичных электронов по углам вылета $d\delta/d\Omega$ и $d\Delta/d\Omega$, а также их плоские сечения $d\delta/d\theta$ и $d\Delta/d\theta$ (при опре-

деленном азимутальном угле \varnothing) также несут в себе информацию об анизотропии вторично-эмиссионных свойств монокристаллов (см. рис. 1.10).

С проявлением анизотропии монокристаллов связана и тонкая структура на кривых $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$, соответствующих различным фиксированным углам φ (см. рис. 1.8).

Впервые данные о тонкой структуре кривых $\sigma(\varphi)$ для монокристаллов (LiF, MgO) были опубликованы Лейпонски и Веттенем [140 — 142] в 1958 г. Соши и Деккер [143, 144] несколько позднее получили аналогичные зависимости для монокристалла титана. К этому времени уже было известно, что кривые $\sigma(E_p)_\varphi$ для монокристаллов обладают отчетливо выраженной тонкой структурой. Эти данные впервые были опубликованы в 1956 г. авторами настоящей монографии [53, 145, 146], исследовавшими ВЭЭ поверхностей скола щелочно-галогидных монокристаллов (NaCl, KCl, KBr, KI, LiF) и монокристаллических пластинок слюды (мусковит). В работах [53, 146] было показано, что тонкая структура на кривых $\sigma(E_p)_\varphi$ в широком диапазоне изменения E_p (до E_p порядка нескольких сотен электрон-вольт) отсутствует у поликристаллических диэлектрических мишеней и у аморфных образцов (стекло, эмаль) и наблюдается лишь у монокристаллов. С этого времени интерес ко вторично-эмиссионным свойствам монокристаллов резко возрос, появились десятки работ, посвященных исследованию тонкой структуры зависимостей $\sigma(E_p)$, $\eta(E_p)$, $r(E_p)$, $\sigma(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $r(\varphi)$ для монокристаллов металлов, полупроводников и диэлектриков [147 — 149, 151 — 160, 162 — 175]. Роль анизотропии свойств монокристалла Ge в ЭВП впервые была продемонстрирована в 1967 г. Аброяном и Титовым [147].

Рассмотрим основные закономерности, характерные для угловых зависимостей коэффициентов ВЭЭ и ЭВП. Для поликристаллических образцов металлов и полупроводников при средних энергиях первичных электронов зависимость $\sigma(\varphi)$ хорошо описывается следующей формулой [21]:

$$\ln \sigma(\varphi) \approx \ln B - \frac{2}{3} \gamma \cos \varphi, \quad (1)$$

где B и γ — константы, зависящие от материала и энергии электронов. С ростом E_p величина $\sigma(\varphi)/\sigma(0)$ увеличивается, стремясь к некоторому предельному значению, зависящему от φ и порядкового номера Z элемента. Угловая зависимость σ больше для веществ с малыми Z .

В случае ряда диэлектриков с высокими значениями $\sigma(0)$ в области E_p от 0,2 до 1 кэВ наблюдаются «аномальные» зависимости $\sigma(\varphi)$: величина σ может либо падать с увеличением φ (NaBr, NaCl и др.), либо оставаться неизменной (NaF) [150]. Изменение температуры образцов NaBr и NaCl от 20 до 300 °C приводит к изменению знака производной $d\sigma/d\varphi$. Причина этих аномалий

в том, что для этих веществ при комнатной температуре и $E_p \sim 1$ кэВ эффективная глубина проникновения первичных электронов $L_{эфф}$ оказывается меньше ширины зоны выхода λ_0 истинно-вторичных. В этом случае с увеличением угла φ доля энергии первичного пучка, идущая на создание вторичных электронов, уменьшается, так как растут «непроизводительные потери», связанные с неупруго отраженными электронами (η). С повышением температуры λ_0 уменьшается (за счет рассеяния на фононах), и начинает выполняться типичное для ВЭЭ условие $L_{эфф} > \lambda_0$, которому соответствует нормальная зависимость $\sigma(\varphi)$.

Тонкая структура на кривых $\sigma(\varphi)$ для монокристаллов наблюдается с очень малых значений E_p (~ 1 эВ) [18, 59]. На рис. 23 приведены зависимости $\sigma(\varphi)$ при $E_p = 15$ эВ для грани (110) монокристалла Мо и напыленных на его поверхность пленок Al различной толщины. На кривой 1 видна отчетливо выраженная тонкая структура, характерная для анизотропной среды. Остальные кривые относятся к пленкам Al с аморфной структурой.

Начиная с определенной толщины пленка на молибденовой подложке кристаллизуется (этот процесс происходит даже при комнатной температуре*). При этом на зависимости $\sigma(\varphi)$ вновь появляется система максимумов и минимумов (кривая 7).

Метод вторично-эмиссионных угловых зависимостей (ВЭУЗ), как показано в [18], позволяет, используя пучки электронов малой энергии, регистрировать неупорядоченные пленки толщиной 0,1—0,2 монослоя.

Использовать ВЭУЗ для контроля состояния поверхностных слоев монокристаллов впервые было предложено в 1968 г. в работе Абрюна и Титова [152]. Затем появились работы Вольфа и др. [153—155], посвященные изучению влияния ионной бомбардировки [153, 154] и напыления тонких неупорядоченных пленок [153, 155] на вид ВЭУЗ.

На рис. 24 приведена зависимость $\eta(\varphi)$ для монокристалла Ge, полученная при $E_p = 4$ кэВ (кривая 1). При получении этой

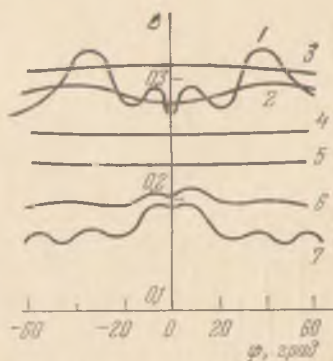


Рис. 23. Зависимости коэффициента ВЭЭ σ от угла падения φ пучка первичных электронов для чистого монокристалла молибдена и покрытого пленками алюминия различной толщины (цифры при кривых в монослоях) [18].

*) О кристаллизации пленки Al на грани (110) Мо говорят также данные, полученные с использованием метода ДМЭ [151] (см. § 2).

кривой ось вращения мишени совпадала с направлением $\langle 111 \rangle$ и электронный пучок находился в плоскости (111) . По оси ординат отложена величина отношения $\eta/\eta_{\langle 112 \rangle}$, где $\eta_{\langle 112 \rangle}$ — коэффициент неупругого отражения электронов (КНОЭ) для направления $\langle 112 \rangle$ ($\varphi = -1^\circ$). Нанесение пленок

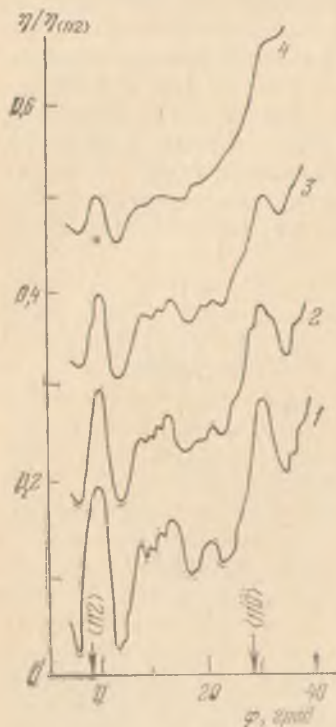


Рис. 24. Зависимость $\eta(\varphi)$ для чистого монокристалла германия (1) и покрытых пленками меди различной толщины (в атом/см²): 2 — $1,7 \cdot 10^{15}$, 3 — $3,6 \cdot 10^{15}$, 4 — $9,6 \cdot 10^{15}$ [156, 158].

меди на поверхность Ge приводит к сглаживанию тонкой структуры (кривые 2 — 4). (Каждая кривая для удобства рассматривания сдвинута относительно предыдущей на $0,1 \eta/\eta_{\langle 112 \rangle}$.) Для количественного критерия сглаживания тонкой структуры ВЭУЗ в работах [156 — 158] введена величина

$$\Delta\eta = (\eta_{\max} - \eta_{\min})/(\eta_{\max}^0 - \eta_{\min}^0), \quad (2)$$

где η_{\max} — КНОЭ в данном максимуме кривой $\eta(\varphi)$, соответствующем некоторому низкоиндексному кристаллографическому направлению; η_{\min} — среднее значение КНОЭ в ближайших к данному пику минимумах; η_{\max}^0 и η_{\min}^0 — то же для мишени без нанесенной пленки.

Выражая толщину нанесенной пленки θ в атомах на единицу поверхности и предполагая, что сглаживание ВЭУЗ происходит из-за рассеивания первичного пучка на углы, большие полуширины пика $\Delta\varphi_{1/2}$ на кривой $\eta(\varphi)$, можно записать зависимость $\Delta\eta$ от θ в виде

$$\Delta\eta = \exp(-S\theta), \quad (3)$$

где S — сечение рассеяния на углы, большие $\Delta\varphi_{1/2}$ ($\sin \Delta\varphi_{1/2}$ пропорционален длине волны де Бройля λ пучка первичных электронов [159]).

Формула (3) хорошо описывает случаи однократного рассеяния ($S\theta < 1$). В случае многократного рассеяния, т. е. при больших θ , должны наблюдаться отступления от формулы (3) в сторону увеличения $\Delta\eta$. Из наклона экспериментальных прямых $\ln \Delta\eta = -S\theta$ (рис. 25) можно вычислить поперечное сечение рассеяния $S(E_p)$. Как показано в [156, 158], экспериментальные зависимости $S(E_p)$ близки к вычисленным в первом борновском приближе-

нии [5] как по абсолютной величине S , так и по характеру зависимости S от E_p . Чувствительность метода к обнаружению неупорядоченных пленок несколько ниже, чем в случае медленных электронов [18], и составляет приблизительно один монослой (около $2 \cdot 10^{15}$ атомов/см²). Однако использование электронов с энергией в единицы или несколько килоэлектрон-вольт позволяет определить толщину поверхностных слоев монокристалла с существенно нарушенной структурой («глубину эффекта»). Так как атомные номера Ge ($Z=32$) и Cu ($Z=29$) близки, то близки и их рассеивающие способности. Поэтому данные о зависимости $\Delta\eta(\theta)$ для медных пленок на Ge можно использовать для оценки толщины нарушенного дефектами приповерхностного слоя и получения информации о процессах накопления радиационных дефектов в Ge при облучении его ионами средних энергий с дозами D от 10^{13} до 10^{15} частиц на 1 см². Тангенс угла наклона $\Delta\eta(D)$ характеризует эффективное сечение введенных дефектов *).

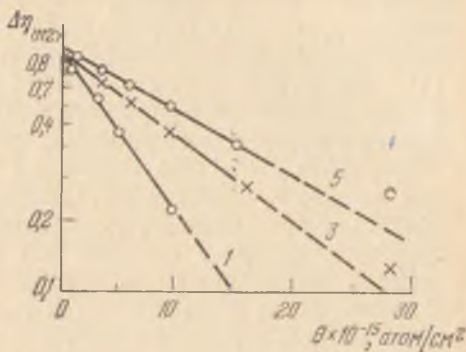


Рис. 25. Зависимость относительной высоты $\Delta\eta$ максимумов тонкой структуры ВЭУЗ от толщины θ напыленной пленки [158]. Цифры на кривых соответствуют энергии первичных электронов (в кэВ).

Как видно из рис. 25, наклон кривых тем больше, чем меньше энергия первичных электронов (то же относится к зависимости $\Delta\eta(D)$ [157]). Если за критическую толщину напыленной пленки $\theta_{кр}$ (или толщину слоя $\theta_{кр}$ с введенными дефектами), ответственную за тонкую структуру ВЭУЗ, условно принять такое значение $\theta_{кр}$, при котором $\Delta\eta$ уменьшается в 10 раз, то зависимость $\theta_{кр}$ (атомов/см²) от E_p (кэВ) можно представить в виде

$$\theta_{кр} = 12,5 \cdot 10^{15} E_p^{0,7}. \quad (4)$$

Таким образом, изменяя энергию первичных электронов, можно изменять толщину изучаемых слоев.

*) В работе Мацкевич и Зырянова [161] для определения скорости введения дефектов в монокристаллы PbS и LiF измерялось уменьшение интенсивности дифрагированных пучков медленных электронов с ростом дозы облучения. В [161] было обнаружено также, что облучение электронами с $E_p = 2,5$ кэВ монокристалла PbS, предварительно подвергнутого ионной бомбардировке, приводит к восстановлению дифракционной картины.

Изучение влияния ионной бомбардировки на тонкую структуру ВЭУЗ Ge [156, 158] показало, в частности, что скорость накопления дефектов при электронной бомбардировке в непрозрачном направлении больше, чем для прозрачного направления. Например, кристаллографическое направление $\langle 100 \rangle$ в 1,8 раза более чувствительно к образованию дефектов, чем направление $\langle 111 \rangle$. Метод ВЭУЗ может быть также применен для наблюдения за восстановлением упорядоченной структуры приповерхностного слоя при отжиге радиационных дефектов [152, 154, 162].

Кораблев [163] показал, что с помощью ВЭУЗ можно получать данные о влиянии поверхностных примесей углерода (толщиной порядка монослоя), диффундирующего при высоких температурах прогрева ($\sim 2000^\circ\text{C}$) из объема монокристалла W. Наличие атомов углерода, образующих неупорядоченную пленку на поверхности W, приводит к резкому уменьшению амплитуды пиков тонкой структуры ВЭУЗ в области малых E_p . Так, пик, соответствующий направлению $\langle 111 \rangle$ при $E_p = 120$ эВ, уменьшался при появлении монослоя углерода более чем в 4 раза *).

Сглаживание максимумов тонкой структуры ВЭУЗ происходит и при повышении температуры кристалла [152], однако температурные эффекты на кривых $\sigma(\varphi)$ и $\eta(\varphi)$ выражены значительно слабее, чем на зависимостях $r(\varphi)$ [59]. Это связано с большей амплитудой тепловых колебаний поверхностных атомов по сравнению с атомами в объеме мишени. Так как при уменьшении E_p длина волны де Бройля λ возрастает, то для нарушения условия дифракции при малых E_p необходимы большие амплитуды колебаний **). Это, по-видимому, является причиной сохранения тонкой структуры на кривых $r(\varphi)$ при очень малых E_p для тугоплавких металлов (W, Mo и др.) до весьма высоких температур ($T_{кр} \sim 1000^\circ\text{C}$) [59].

На рис. 26 приведены зависимости $\sigma(\varphi)$ для чистой поверхности монокристалла Mo, снятые при различных энергиях первичных электронов E_p [167]. Абсолютные значения коэффициентов σ приведены на рис. 27. Кривые $\sigma(E_p)$ можно получить и из зависимостей $\sigma(\varphi)$ при фиксированном значении φ для всей последовательности E_p . Из рисунка видно, что каждый пик на кривой $\sigma(E_p)$ совпадает с одним из кристаллографических направлений с плотной упаковкой. Сдвиг относительно $\varphi = 0$ максимума, соответствующего направлению $\langle 111 \rangle$, связан с тем, что нормаль

*) О появлении неупорядоченной монослойной пленки углерода можно было также судить по появлению соответствующих оже-пиков и значительному ослаблению картины дифракции медленных электронов ($E_p = 20-200$ эВ) от подложки [163].

**) Как известно [10], фактор Дебая — Уоллера $W \propto \lambda^{-1}$, а интенсивность дифракционных рефлексов $I_{hh} \propto \exp(-2W)$ (см. § 2).

к поверхности мишени составляла угол $\sim 6^\circ$ с этим направлением. Так же, как для германия [159] и кремния [160], угловая ширина пиков $\Delta\varphi$ увеличивается с уменьшением E_p ($\sin \Delta\varphi \propto \lambda$). Даже небольшое изменение угла падения первичного пучка на кристалл приводит к существенному изменению кривой $\sigma(E_p)$.

Как видно из рис. 27, кривые $\sigma(E_p)$ для различных углов φ заметно отличаются друг от друга.

Гомоюнова и Алиев [171 — 173] в своих работах разделяют тонкую структуру на кривых $\sigma(E_p)$, $\delta(E_p)$, и $\eta(E_p)$ на два типа: структуру 1-го и 2-го порядка. Эти два типа различаются между собой не только амплитудами немонотонностей и их энергетической шириной, но и зависимостью от угла падения пучка φ . Небольшие ($\sim 1^\circ$) изменения φ существенно влияют на структуру 1-го порядка, которая в основном определяет

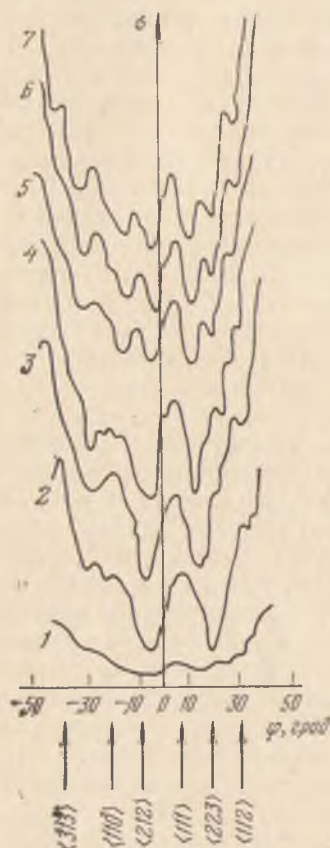


Рис. 26. Зависимость коэффициента σ от угла падения первичных электронов для различных значений E_p (цифры у кривых — в кэВ) [167].

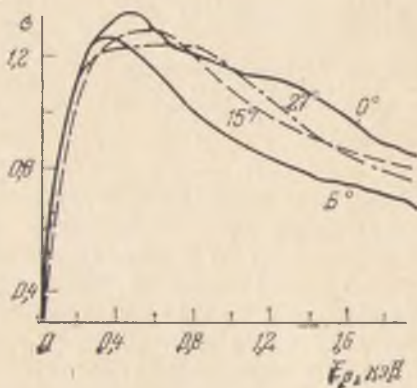


Рис. 27. Зависимость $\sigma(E_p)$ при различных углах φ (цифры у кривых — в град.). Углы φ отсчитывались от нормали к плоскости (111).

общий ход исследуемых зависимостей. Структура 2-го порядка при небольших изменениях φ слабо зависит от угла [173].

На рис. 28 приведены зависимости коэффициента ВЭЭ σ и коэффициента электронно-возбужденной проводимости (ЭВП) g от угла падения φ пучка первичных электронов на монокристалл германия [147]. Видно, что положение максимумов на кривой

$\sigma(\varphi)$ совпадает с положением минимумов на кривой $g(\varphi)$. Такой «зеркальный» характер зависимостей $\sigma(\varphi)$ и $g(\varphi)$ связан с тем, что при увеличении энергии, уносимой из кристалла за счет ВЭЭ, уменьшается число создаваемых в кристалле электронно-дырочных пар Δn_0 , а следовательно, коэффициент $g \propto \Delta n_0$.

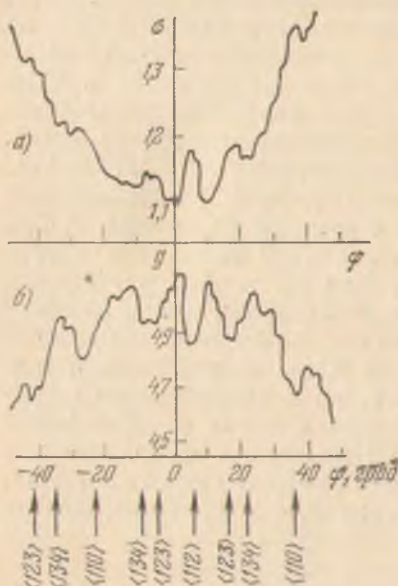


Рис. 28. Зависимость величин σ и g от угла падения пучка электронов с энергией 2 кэВ на монокристалл германия [147].

Информация об анизотропии вторично-эмиссионных свойств монокристаллов может быть получена не только за счет поворота мишени относительно направления падения первичного пучка. Угол можно изменять за счет развертки электронного луча по поверхности монокристалла. Наиболее удобными для этой цели являются устройства типа растрового электронного микроскопа (РЭМ)*. Такой метод изучения поверхности монокристаллов кремния был использован в работах [155, 176]. В этом случае на экране кинескопа (при яркостной модуляции) или на экране осциллографа (при амплитудной модуляции) можно наблюдать так называемое псевдокикучи-изображение (рис. 29). Получение таких

изображений дает возможность произвести точную ориентировку образца. В то же время нужно иметь в виду, что каждая строчка такой картины не полностью эквивалентна кривой $\sigma(\varphi)$ или $\eta(\varphi)$, так как информация для различных углов поступает от разных точек мишени.

Использование электронов с энергией в несколько десятков килоэлектрон-вольт, для которых волны де Бройля обладают большой длиной когерентности в веществе, позволяет наблюдать тонкую структуру ВЭУЗ в опытах по прострелу тонких монокристаллических пленок [164—166]. Основные закономерности, полученные этим методом, хорошо согласуются с измерениями, полученными в опытах на отражение с использованием монокристаллов.

Полученные закономерности нельзя объяснить на основе классической теории каналирования электронов в монокристаллах,

*) См. подробнее § 6 гл. XI.

подобной теории калалирования тяжелых заряженных частиц [177, 178]. Согласно Томпсону [178], «классическая теория (калалирования) достаточно верна при описании любых проведенных до настоящего времени экспериментов с протонами и тяжелыми частицами, однако для всех, за исключением самых простейших, описаний экспериментов с позитронами и электронами оказывается необходимой волновая механика».

Деккер [179] в 1960 г. рассмотрел механизм возникновения тонкой структуры, основанный на кинематической теории дифракции (КТД). Согласно этой работе медленные истинно-вторичные электроны создаются непосредственно упруго отраженными первичными электронами, входящими в состав дифрагированных пучков. Однако ограниченные возможности КТД не позволили объяснить с этих

позиций всей совокупности закономерностей, наблюдаемых на ВЭУЗ, для монокристаллов в широком интервале изменения энергии первичных электронов. Механизм формирования тонкой и сверхтонкой структуры ВЭУЗ, а также все количественные характеристики этих зависимостей могут быть получены лишь с помощью динамической теории дифракции (ДТД).

Одной из первых работ, в которых ДТД применена для объяснения хода кривых $\sigma(\varphi)$, является работа Букера и др. [180].

Детальное изложение ДТД имеется в ряде монографий [10, 181] и оригинальных работ [86 — 88, 182]. В связи с этим здесь можно ограничиться рассмотрением только основных идей ДТД и главных выводов этой теории. Электростатический периодический потенциал в кристалле $U(\mathbf{R})$, входящий в уравнение Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(\mathbf{R})] \psi = 0, \quad (5)$$

может быть представлен в виде трехмерного ряда Фурье:

$$U(\mathbf{R}) = -e \left[v_0 + \sum_{\mathbf{g}}' v_{\mathbf{g}} \exp(2\pi i \mathbf{g} \mathbf{R}) \right]. \quad (6)$$



Рис. 29. Псевдокиучи-изображение монокристалла кремния, полученное при $E_p = 30$ кэВ в окрестности направления $\langle 111 \rangle$ [155].

Здесь $U_0 = 300 v_0$ — выраженное в вольтах среднее значение внутреннего потенциала кристалла в нулевом приближении, $2\pi g$ — векторы обратной решетки, $v_g = (1/300)U_{hkl}$ — коэффициенты Фурье кристаллического поля. Последние легко могут быть связаны с так называемым кинематическим структурным фактором элементарной ячейки

$$F_{hkl} = \sum_{j=1}^N f_j \exp [2\pi i (hu_j + kv_j + lw_j)], \quad (7)$$

где f_j — амплитуда рассеяния атомом j -го сорта с координатами u_j, v_j, w_j . Рассеяние электронов определяется в основном величиной потенциала в непосредственной окрестности атома, а сам потенциал зависит от плотности электростатического заряда электронов и положительных ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки. Плотность электронов $\rho(x, y, z)$ в точке (x, y, z) в пределах данной элементарной решетки можно также разложить в ряд Фурье:

$$\rho(x, y, z) = \sum_{g_1 g_2 g_3} \rho_g e^{2\pi i g R}, \quad (8)$$

где коэффициент Фурье

$$\rho_g = \frac{1}{V_{э.я}} \int_{a_x} \int_{a_y} \int_{a_z} \rho(x, y, z) e^{-2\pi i g R} dx dy dz \quad (9)$$

находится интегрированием $\rho(x, y, z)$ по объему $V_{э.я}$ элементарной ячейки.

Связь между плотностью заряда и потенциалом дается уравнением Пуассона. Подставив в него (6) и (8), получим

$$U_{hkl} = \frac{47,87}{V_{э.я}} \sum_j f_j e^{-2\pi i g R}, \quad (10)$$

где $V_{э.я}$ выражено в \AA^3 , а f_j — в \AA . Сопоставляя (10) с (7), находим

$$U_{hkl} \approx \frac{48}{V_{э.я}} F_{hkl}^*, \quad (11)$$

где звездочка соответствует операции комплексного сопряжения: $F^*(hkl) = F(\bar{h} \bar{k} \bar{l})$. Решение уравнения (5) ищется в виде суперпозиции блоховских функций

$$\psi_{h_p}(R) = \sum_g C_g(k_p) \exp [2\pi i (k_p - g) R], \quad (12)$$

где k_p — волновые векторы первичного электрона. Коэффициенты Фурье $C_g(k_p)$ могут быть определены из условий «сшивания»

решений на границе кристалл — вакуум со стороны падения первичного пучка.

При $U_p \gg U(\mathbf{R})$ потенциал $U(\mathbf{R})$ можно рассматривать как возмущение. В этом случае, используя метод последовательных приближений, можно легко найти решение уравнения (5).

В первом приближении в разложении (6) отличен от нуля только один коэффициент v_g , а в разложении (12), исходя из граничных условий, при этом нужно учитывать по крайней мере две волны, т. е. находить два коэффициента Фурье $C_g(\mathbf{k}_p)$. Этим двум состояниям электрона соответствуют два различных вектора дифрагированной волны: $\mathbf{k}_r^{(1)} = \mathbf{k}_p^{(1)} + 2\pi\mathbf{g}$ и $\mathbf{k}_r^{(2)} = -\mathbf{k}_p^{(2)} + 2\pi\mathbf{g}$. Первоначально вырожденное состояние электрона с энергией E под действием возмущающего поля решетки расщепляется на две ветви энергетического спектра, разделенных энергетической щелью ΔE_{12} (рис. 30). Динамическая теория дифракции, в которой рассматриваются только два коэффициента C_g , называется двухволновой или двухлучевой [10, 87]. Вычисление членов ряда во втором или в еще более высоких порядках теории возмущений связано с очень громоздкими расчетами. Однако двухволновая ДТД дает практически все наиболее важные характеристики дифракции, тонкой структуры ВЭУЗ и кривых $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ для монокристаллов.

Уравнение Шредингера в этом приближении имеет нетривиальные решения при условии, что энергия электрона

$$E = \frac{1}{2}(E_0 + E_g) \pm [1/4(E_0 - E_g)^2 + |v_g|^2]^{1/2}. \quad (13)$$

Отсюда

$$E^{(1)} = E_0 + \Delta E_0^{(1)}, \quad (14a)$$

$$E^{(2)} = E_0 + \Delta E_0^{(2)}, \quad (14b)$$

где

$$\Delta E_0^{(1)} = -v_g(\sqrt{1 + \xi^2} + \xi), \quad (15a)$$

$$\Delta E_0^{(2)} = v_g(\sqrt{1 + \xi^2} - \xi). \quad (15b)$$

Здесь введено обозначение $\xi = (E_0 - E_g)/2|v_g|$.

Как видно из рис. 31, б, геометрическое отклонение s от условия Брэгга в обратной решетке характеризуется величиной

$$|s| \approx |g| \Delta\varphi = (|\mathbf{k}_p|/2\pi) \Delta\varphi \sin 2\varphi_B, \quad (16)$$

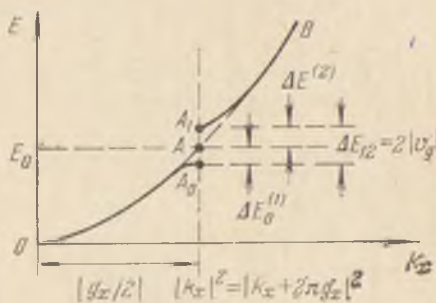


Рис. 30. Зависимость энергии электрона E от x -составляющей волнового вектора k_x [10].

где $\Delta\varphi$ — угловое отклонение от условия Брэгга, φ_B — брэгговский угол, определяемый при $n = \pm 1$ (дифракция 1-го порядка) из условия

$$2d_{hkl} \sin \varphi_B = \lambda \quad (17a)$$

или в обратной решетке из условия

$$|g| = (k_p/\pi) \sin \varphi_B = \frac{2 \sin \varphi_B}{\lambda}. \quad (17b)$$

Расщепление энергии, определяемое выражениями (15a) и (15b), как раз и означает, что имеется небольшое отклонение от

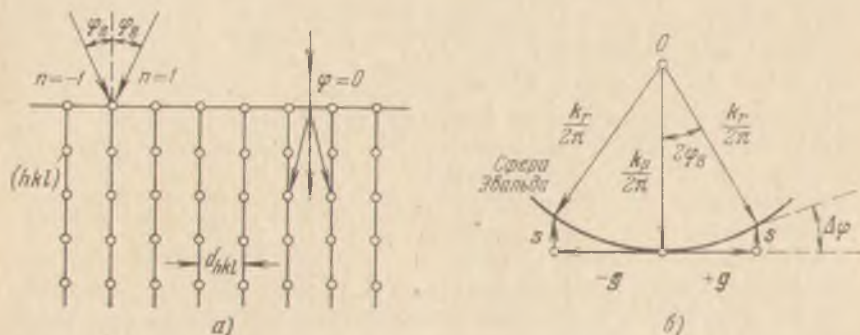


Рис. 31. а) Дифракция на плоскостях (hkl) , перпендикулярных поверхности мишени; б) сфера Эвальда и отклонение от точного условия Брэгга.

значения k_x (см. рис. 30), соответствующего точному условию Брэгга. Это отклонение с учетом (16) равно

$$\xi = \lambda E s / |v_g| = (E/|v_g|) \Delta\varphi \sin 2\varphi_B. \quad (18)$$

Волновая функция имеет вид

$$\psi = \psi^{(1)} + \psi^{(2)}, \quad (19)$$

где

$$\psi^{(1)} = C_0^{(1)} \exp(i\mathbf{k}_p^{(1)}\mathbf{R}) + C_g^{(1)} \exp(i\mathbf{k}_r^{(1)}\mathbf{R}), \quad (20)$$

$$\psi^{(2)} = C_0^{(2)} \exp(i\mathbf{k}_p^{(2)}\mathbf{R}) + C_g^{(2)} \exp(i\mathbf{k}_r^{(2)}\mathbf{R}). \quad (21)$$

Коэффициенты, определенные на основании граничных условий, могут быть представлены в виде

$$C_0^{(1)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\xi}{\sqrt{1+\xi^2}} \right), \quad C_0^{(2)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \right),$$

$$C_g^{(1)} = -\frac{1}{2\sqrt{1+\xi^2}}, \quad C_g^{(2)} = \frac{1}{2\sqrt{1-\xi^2}}.$$

Если условие Брэгга выполняется точно, т. е. $\xi = 0$, то

$$|\psi^{(1)}|^2 = \sin^2 [\pi (\mathbf{g}\mathbf{R})], \quad (22)$$

$$|\psi^{(2)}|^2 = \cos^2 [\pi (\mathbf{g}\mathbf{R})]. \quad (23)$$

Максимумы плотности вероятности волн первого типа расположены в междузлиях, а второго типа — в узлах решетки [87] (рис. 32). При наличии затухания эти волны будут вести

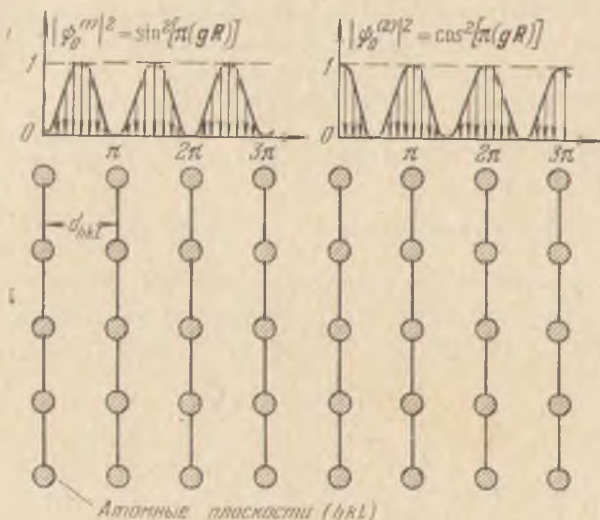


Рис. 32. Два типа волновых полей в кристалле.

себя по-разному: одна будет проникать достаточно глубоко в кристалл, другая — сильно поглощаться. В работе [87] с помощью ЭВМ проведен расчет коэффициентов поглощения μ_1 и μ_2 и относительных интенсивностей I_1 и I_2 для волн обоих типов как функции параметра ξ .

Начальное суммарное поглощение определяется соотношением

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_1 I_1^{(0)} + \mu_2 I_2^{(0)}}{I_1^{(0)} + I_2^{(0)}} = \mu_0 \left(1 - \frac{\Delta\mu(hkl)}{\mu_0} \frac{\xi}{1 + \xi^2} \right), \quad (24)$$

где $I_1^{(0)}$ и $I_2^{(0)}$ — начальные интенсивности волн 1-го и 2-го типов, $\Delta\mu(hkl)$ — разность в коэффициентах поглощения.

Интенсивность общего волнового поля как функция глубины проникновения в кристалл имеет вид [87]

$$I(z) = I_1^{(0)} e^{-\mu_1 z} + I_2^{(0)} e^{-\mu_2 z}, \quad (25)$$

где

$$I_{1,2}^{(0)} = \frac{I_0}{2} \left(1 \pm \frac{\xi}{\sqrt{1+\xi^2}} \right), \quad (26)$$

$$\mu_{1,2} = \pi \left(\frac{1}{\xi'_0} \mp \frac{1}{\xi'_g \sqrt{1+\xi'^2}} \right). \quad (27)$$

Здесь ξ'_0 и ξ'_g определяются фурье-компонентами мнимой части потенциала $U'(\mathbf{R})$, который в полуфеноменологической ДТД вводится для учета поглощения в виде добавки к действительной части потенциала решетки: $U(\mathbf{R}) + iU'(\mathbf{R})$.

Если пространственная симметрия $U'(\mathbf{R})$ совпадает с симметрией $U(\mathbf{R})$, то компоненты Фурье $U'(\mathbf{R})$ будут отличны от нуля, если отличен от нуля структурный фактор F_{hkl} . При этом можно показать [87], что

$$\xi'_0 = k \cos \varphi_B / U'_0; \quad \xi'_g = k \cos \varphi_B / U'_g, \quad (28)$$

где U'_0 — усредненная по кристаллу мнимая добавка к потенциалу, U'_g — фурье-компонента, соответствующая данному направлению. Формулу (27) можно переписать в виде

$$\mu_{1,2} = \mu_0 \mp \Delta\mu_g, \quad (29)$$

где

$$\Delta\mu_g = \Delta\mu_{hkl} = \frac{\pi}{\xi'_g \sqrt{1+\xi'^2}} = \frac{\pi U'_g}{k \cos \varphi_B \sqrt{1+\xi'^2}}. \quad (30)$$

Величины U'_0 и U'_g являются параметрами полуфеноменологической ДТД. В работе [87] отношение $\Delta\mu_g/\mu_0$ подбиралось так, чтобы добиться наилучшего согласия эксперимента с расчетами на ЭВМ.

Связь между током ВЭЭ i_s и интенсивностью волнового поля $I(z)$ в кристалле можно получить, если предположить, что число внутренних вторичных электронов, созданных на глубине z первичным пучком, испытавшим дифракцию, пропорционально $dI(z)$. Необходимо также учесть вероятность их выхода с глубины z , которая пропорциональна $\exp(-z/\lambda_\delta)$, где λ_δ — средняя глубина выхода вторичных электронов. Тогда ток можно записать в виде

$$i_s = p_0 \int_0^\infty e^{-z/\lambda_\delta} dI(z). \quad (31)$$

С учетом формулы (25) получаем

$$i_s = p_0 \left[\frac{I_1^{(0)}}{1 + 1/(\mu_1 \lambda_\delta)} + \frac{I_2^{(0)}}{1 + 1/(\mu_2 \lambda_\delta)} \right], \quad (32)$$

где p_0 — параметр, характеризующий эффективность создания внутренних электронов и вероятность их выхода в вакуум с глубины $z = 0$. Из формулы (32) видно, что для каждого дифракционного пучка (с данными hkl) можно определить относительную интенсивность потока вторичных электронов, если задаться величинами ξ , ξ_0 и ξ'_g , входящими в формулы (26) и (27), и отношением μ_1/μ_2 .

Если абсорбция первичного пучка для данного направления велика, т. е. пробег относительно неупругого рассеяния электронов мал, то большая часть неупруго рассеянных внутренних вторичных электронов будет возникать вблизи поверхности. Высокая вероятность их выхода будет приводить к появлению максимумов на кривых $\eta(\varphi)$ и $\sigma(\varphi)$. Для того чтобы это произошло, необходимо точное ($\xi = 0$) или приближенное ($\xi \neq 0$) выполнение условия брэгговского отражения для определенной системы плоскостей (hkl). Максимумы (φ_{\max}) должны соответствовать большей интенсивности волны 2-го типа (см. рис. 32), для которой $\mu_{2g} > \mu_0$ (так как $\mu_{2g} = \mu_0 + \Delta\mu_g$). Минимумы (φ_{\min}) связаны с большей интенсивностью волны 1-го типа. Как следует из формулы (26), условие $I_2^{(0)} > I_1^{(0)}$ выполняется, если $\xi < 0$. Это означает, что в выражении (18) $\Delta\varphi < 0$, т. е.

$$\varphi_{\max} - \varphi_B < 0.$$

В минимумах кривых $\eta(\varphi)$ $I_1 > I_2$, $\mu_{1g} < \mu_0$ ($\mu_{1g} = \mu_0 - \Delta\mu_g$). При этом $\xi > 0$ и, следовательно,

$$\varphi_{\min} - \varphi_B > 0.$$

Расчеты с помощью двухволнового приближения ДТД дают достаточно хорошее согласие с экспериментом [169, 184], поскольку последующие (вслед за первым) дифракционные отражения лишь незначительно изменяют условия первоначальной абсорбции электронной волны.

Таким образом, ДТД позволяет показать, что тонкая структура зависимостей $\eta_{hkl}(\varphi)$, $\sigma_{hkl}(\varphi)$, $g_{hkl}(\varphi)$, $\eta_{hkl}(E_p)$ и $\sigma_{hkl}(E_p)$ определяется дифракционным отражением первичных электронов от различных плоскостей кристалла (перпендикулярных и не перпендикулярных поверхности кристалла). Даже небольшие изменения угла φ падения пучка на поверхность монокристалла могут при определенных условиях приводить к существенному перераспределению электронной плотности волнового поля, что, в свою очередь, вызовет существенное изменение в тонкой структуре коэффициента η . Структура 2-го порядка («сверхтонкая» структура) менее чувствительна к малым изменениям угла φ . В [173] высказывается предположение, что причиной ее появления является дифракция электронов на плоскостях, ориентированных не перпендикулярно поверхности кристалла.

§ 4. Неупругое рассеяние электронов

Процессы упругого и неупругого рассеяния являются тесно связанными. Поэтому при увеличении E_p в области средних энергий (0,1—1 кэВ) для элементов с $Z < 20$ одновременно с уменьшением r должен возрастать коэффициент неупругого отражения электронов (КНОЭ) η . Типичные экспериментальные зависимости $\eta(E_p)$ для трех металлов с резко отличающимися значениями Z приведены на рис. 33. Видно, что в области значений E_p от 0,1

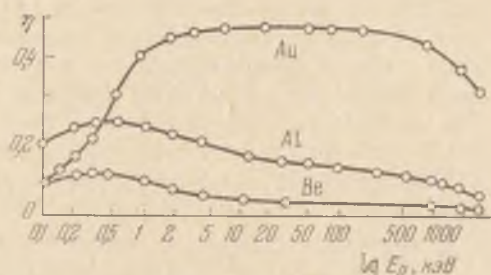


Рис. 33. Зависимость η от E_p для различных элементов [185].

до 0,5—1 кэВ КНОЭ возрастает с ростом E_p . Для легких элементов и элементов со средними значениями Z при $E_p > 1$ кэВ для нормального падения пучка на мишень наблюдается спад η .



Рис. 34. Зависимость η от атомного номера элемента Z для различных значений E_p (цифры на кривых — в кэВ).

На рис. 34 показаны зависимости $\eta(Z)$ для металлов, снятые при различных значениях E_p . Обычно в литературе приводятся кривые $\eta(Z)$, снятые в области значений E_p , примыкающих к максимуму (или широкому плато) на кривой $\eta(E_p)$. В этом случае зависимость $\eta(Z)$ имеет характерный «излом» при $Z \approx 25-30$, который обычно связывают с преобладанием однократного рассеяния при $Z < 30$ и кратного (или многократного) — при $Z > 30$ [21]. КНОЭ η зависит от угла ϕ падения первичного пучка на поверхность достаточно гладкой мишени,

причем зависимость $\eta(\phi)$ тем резче, чем меньше Z . Такая закономерность, вероятно, связана с тем, что для легких элементов вследствие неизотропного (вытянутого в направлении первичного пучка) распределения неупруго рассеянных электро-

нов по углам ϑ (малоугловое рассеяние) поворот первичного пучка относительно нормали к поверхности ведет к возрастанию КНОЭ не только за счет уменьшения глубины их выхода, но и за счет изменения направления движения неупруго рассеянных электронов. Наоборот, многократное, почти диффузное рассеяние электронов должно приводить к более слабой зависимости $\eta(\varphi)$, так как в этом случае при увеличении φ играет роль лишь уменьшение глубины выхода. Зависимость η от φ может быть аппроксимирована формулой, подобной формуле Лукьянова [186] для коэффициента ВЭЭ σ :

$$\ln \eta = \ln B - \beta \cos^m \varphi, \quad (1)$$

где B — постоянная для данного вещества. Показатель степени m при $E_p > 0,3$ кэВ для легких элементов и элементов со средними значениями Z (Be, Al, Ti, Ni, Ag) близок к единице, а для тяжелых (Ba, Pb) порядка 0,6—0,8 в зависимости от E_p [21, 187, 188]. Однако при $E_p < 0,3$ кэВ зависимость $\eta(\varphi)$ для тяжелых элементов сильнее, чем для легких (например, для Pb сильнее, чем для Be) [189]. С уменьшением φ , как и следовало ожидать, несколько изменяется характер кривых $\eta(Z)$ в области средних значений E_p . При увеличении угла φ уменьшается нормальная к поверхности мишени составляющая импульса первичного электрона. Поэтому увеличение угла φ в определенном смысле эквивалентно уменьшению E_p . При этом монотонные кривые $\eta(Z)$, снятые при высоких значениях E_p , превращаются в кривые с максимумом, подобные кривой для $E_p = 0,5$ кэВ на рис. 34. Наличие спадающего с ростом Z участка на кривой $\eta(Z)$ при средних значениях E_p , по-видимому, связано с тем, что величина η не может достигнуть при данном Z своего максимального значения, если E_p меньше или лишь незначительно превышает значение $E_p^* = Z^2/8$ на кривой $r(E_p)$ (см. рис. 6 и 7). Величина КНОЭ η в пределах погрешностей измерений не зависит от температуры мишени и изменения агрегатного состояния мишени при плавлении или затвердевании. В то же время поликристаллические и монокристаллические мишени характеризуются несколько отличающимися значениями КНОЭ *).

Если диэлектрик состоит из молекул с эффективным значением $Z_{\text{эфф}}$, близким к Z у атомов металла, то величина η не изменяется, несмотря на изменение электропроводности на много порядков. Зависимость $\eta(Z_{\text{эфф}})$ для соединений (например, для

*) Детальные исследования [167—175] показывают, что у металлических монокристаллов КНОЭ η некоторых граней может быть заметно выше, чем в поликристаллическом состоянии. Так, для граней (100), (111) и (110) вольфрама $\eta \approx 0,55 - 0,6$ (у поликристалла W $\eta \approx 0,4$) [171—175], для грани (1010) Re $\eta \approx 0,6$ (у поликристалла Re $\eta \approx 0,45$ [184]) (см. подробнее § 3).

щелочно-галогидных солей [190] и для халькогенидов сурьмы [191]) аналогична кривой $\eta(Z)$ для металлов.

Разные авторы по-разному определяют значение $Z_{эфф}$ для соединений. Так, по Мюллеру [192]

$$Z_{эфф} = \sum_i n_i A_i Z_i / \sum_i n_i A_i, \quad (2)$$

где A_i и Z_i — соответственно атомные веса и порядковые номера i -х атомов в соединении, содержащем n_i атомов данного сорта. Ларенейра [193] определяет эффективный порядковый номер несколько иначе:

$$Z_{эфф} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i. \quad (3)$$

Гомоюпова и Летунов [190] обрабатывали результаты своих измерений КНОЭ η щелочно-галогидных монокристаллов по формуле

$$Z_{эфф}^2 / A(Z_{эфф}) = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i A_i, \quad (4)$$

где $A(Z_{эфф})$ — атомный вес элемента с $Z = Z_{эфф}$. Холлидей и Штеригласс [194] рассчитывали $Z_{эфф}$ по простейшей формуле для среднеарифметического порядкового номера:

$$Z_{эфф} = \sum_i n_i Z_i / \sum_i n_i. \quad (5)$$

Величины $Z_{эфф}$, рассчитанные по формулам (2) — (4), оказываются близкими, но отличающимися от среднего арифметического значения $Z_{эфф}$. Это отличие, однако, весьма мало, если значения Z_i не слишком далеки друг от друга.

Ценная информация о механизме неупругого отражения электронов содержится в энергетических спектрах НОЭ и в пространственных (угловых) распределениях электронов. При средних энергиях спектры НОЭ имеют стандартный вид кривых распределения вторичных электронов по энергиям (за исключением области $E_s = 0 - 50$ эВ), подобный приведенному на рис. 1.4 и 1.7.

Угловое распределение НОЭ электронов $I_\eta(\theta)$ при отражении электронов средней энергии от гладкой поверхности массивного образца с высоким значением Z при наклонном падении пучка имеет вид, подобный изображенному на рис. 8.

Полярная диаграмма углового распределения неупруго рассеянных электронов, прошедших через свободную поликристаллическую пленку металла, имеет вид, изображенный на рис. 1.16. С помощью подобной диаграммы можно построить угловое распределение прошедших сквозь пленку электронов, умножив измеренную величину $I_{пр}(\theta)/(i_p \Delta\Omega)$ на $2\pi \sin \theta$ (здесь $\Delta\Omega$ — малый телесный угол, определяемый входным отверстием цилиндра Фарадея). Такие кривые позволяют определять наиболее вероятный

угол $\tilde{\theta}$, на который отклоняются электроны в пленке заданной толщины (рис. 35). Из рис. 35 видно, что с уменьшением толщины мишени наиболее вероятный угол рассеяния $\tilde{\theta}$ уменьшается, а рассеянный пучок становится более направленным. Такая же трансформация кривых происходит при увеличении энергии первичных электронов для пленки заданной толщины. Аналогичные данные были получены Капичевой и др. [196 — 198] при исследовании углового распределения электронов, рассеянных в свободных пленках алюминия, меди и золота. В этих работах наряду с угловым распределением электронов, прошедших сквозь пленку, исследовалось угловое распределение электронов, неупруго отраженных от поверхности пленки. В [198] изучалось также и энергетическое распределение электронов, отраженных от пленок различной толщины. Было показано, что первичные электроны рассеиваются в обратную сторону (на углы $\tilde{\theta} > \pi/2$) при таких значениях E_p , при которых угловое распределение электронов на выходе из пленки еще не указывает на диффузный характер движения электронов внутри пленки [195, 196]. Тот факт, что рассеяние быстрых электронов на большие углы в тонких пленках элементов с резко отличающимися значениями $Z(\text{Al, Cu, Au})$ носит примерно одинаковый характер и не связано с установлением диффузионного состояния движения электронов в твердом теле, говорит в пользу однократных (или кратных) актов взаимодействия [199, 200], а не постепенных, многократных отклонений на малые углы [201]. При многократном рассеянии и толщинах слоев, меньших так называемой «глубины полной диффузии» [201, 202], рассеяние на большие углы вообще не должно было бы наблюдаться.

Эксперименты [196, 198] говорят об обратном: не удается выделить столь тонкий слой вблизи поверхности, в котором не происходило бы рассеяние электронов на большие углы *).

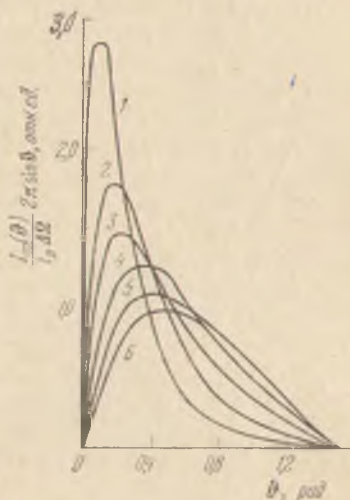


Рис. 35. Угловое распределение неупруго рассеянных электронов при простреле пленок меди различной толщины [195] при $E_p = 20$ кэВ. Кривые 1—6 соответствуют различной толщине образцов ρl , в мкг/см^2 : 1 — 19,3; 2 — 38,4; 3 — 58,8; 4 — 80,4; 5 — 125; 6 — 172.

*) Наименьшие толщины свободных металлических пленок, которые удается приготовить достаточно сплошными, составляют 250—500 Å,

Характер энергетического распределения НОЭ при высоких значениях E_p ($E_p > 10$ кэВ) для элементов с различными значениями Z существенно отличается от энергетических спектров неупруго отраженных электронов при $E_p < 10$ кэВ [203 — 206] (рис. 36, а). Чем выше Z , тем ближе к поверхности происходит

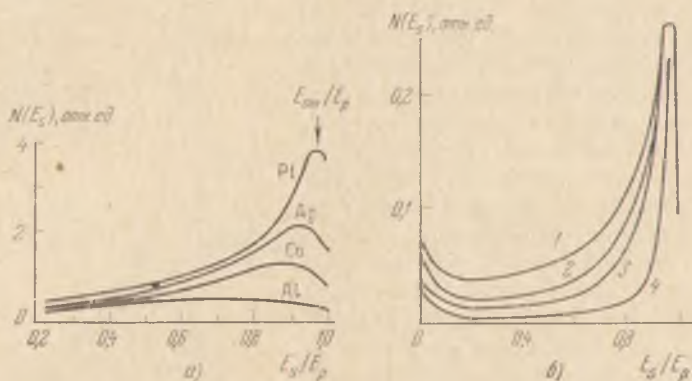


Рис. 36. а) Энергетическое распределение неупруго отраженных электронов для различных веществ при $E_p = 20$ —40 кэВ и б) электронов, отраженных от свободных пленок золота различной толщины: 1 — толстая пленка, 2 — 340, 3 — 245, 4 — 120 мкг·см⁻², при $E_p = 25$ кэВ, $\vartheta = 117^\circ$ [203, 207].

поворот электронов на угол $\vartheta > \pi/2$ и тем больше спектр обогащен быстрыми электронами. В случае легких элементов первичные электроны проникают в мишень на большую глубину. Спектр при этом становится более однородным. У самых легких элементов энергия E_{sm} , соответствующая максимуму кривой распределения $N(E_s)$, близка к $E_p/2$, а у тяжелых $E_{sm} \rightarrow E_p$. Можно получить сведения о том, на какой глубине отражаются электроны, относящиеся к той или иной части спектра, изучая свободные пленки переменной толщины [198, 207, 208]. Эти данные (рис. 36, б) показывают, что источником наиболее быстрых обратно отраженных электронов являются самые верхние слои мишени. Чем глубже слой, тем меньше максимальная энергия выходящих из него электронов. Отсутствие на кривых рис. 36, б группы упруго отраженных электронов может быть связано с тем, что в самом верхнем слое рассеивается относительно малое число электронов [198].

Рассеяние первичных электронов на большие углы в очень тонком слое с сохранением энергии означает, что взаимодействия

что соответствует нескольким десяткам или сотне атомных слоев. Лишь с такой точностью можно говорить о толщине слоя мишени, в котором происходит поворот электронов на большие углы ($\vartheta > \pi/2$).

носят характер единичных актов упругого рассеяния. Наличие в спектре первичных электронов, потерявших при рассеянии на угол $\theta > \pi/2$ большие порции энергии наряду со вторичными, ускоренными до значительных энергий (левая часть кривых на рис. 36, б), указывает, что модель непрерывных потерь энергии малыми порциями [199, 200, 209] не в состоянии объяснить результаты экспериментов [198, 208]. Скорее всего, в момент возбуждения атомные электроны получают, а первичные электроны теряют в единичном акте большие порции энергии. При этом направление движения первичного электрона также может резко измениться. Такие однократные неупругие столкновения с рассеянием на большие углы Штернгласс [210] и Кантер [211] рассматривали как основные взаимодействия, ответственные за НОЭ. Таковы основные экспериментальные факты, относящиеся к явлению НОЭ.

Неупругое рассеяние электронов связано с изменением внутреннего состояния отдельного атома — его возбуждением или ионизацией, а в твердом теле также с разрешенными правилами отбора междузонными переходами и с изменением колебательного состояния всех «свободных» (или слабо связанных) электронов — т. е. с возбуждением плазмонов *) (см. рис. 1).

Рассмотрим вначале основные теоретические представления о механизме неупругого рассеяния электронов на отдельных атомах [212].

Вероятность перехода атома из состояния с энергией E_0 в состояние E_n под действием быстрого электрона с импульсом p в первом приближении теории возмущений имеет вид [1]

$$dw_{0n} = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{E_n p}^{E_0 p}|^2 \delta\left(\frac{p'^2 - p^2}{2m} + E_n - E_0\right) dp'_x dp'_y dp'_z, \quad (6)$$

где $|U_{E_n p}^{E_0 p}|$ — матричный элемент энергии взаимодействия электрона с атомом. Выражение для этой энергии можно записать в виде

$$U = -\frac{Ze^2}{R} + \sum_{a=1}^Z \frac{e^2}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_a|}, \quad (7)$$

где \mathbf{R}_a — радиус-вектор атомного электрона. Здесь первый член есть энергия взаимодействия с ядром, а второй — со всеми атомными электронами.

*) Характеристические потери энергии, связанные с междузонными переходами, будут рассмотрены в §§ 5 и 6, а потери на возбуждение коллективных колебаний плазмы твердого тела — в § 6.

В отличие от упругого отражения (см. § 1) волновые функции начального ψ_0 и конечного ψ_n состояний атома теперь будут различными. После интегрирования в (6) по абсолютной величине p' получим эффективное дифференциальное сечение, определяющее вероятность перехода:

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega'} = \frac{2\pi m p'}{\hbar} |U_{E_n p'}^{E_0 p}|^2, \quad (8)$$

где в соответствии с законом сохранения энергии

$$p' = [2m(E_n - E_0) + p^2]^{1/2}. \quad (9)$$

Для того чтобы вероятность перехода dw_{0n} имела размерность площади и представляла собой дифференциальное эффективное сечение рассеяния, волновые функции падающего и рассеянного электрона, входящие в матричный элемент $|U_{E_n p'}^{E_0 p}|$, необходимо должным образом нормировать.

Функция ψ_p , описывающая первичный пучок, должна быть нормирована на равную единице плотность потока:

$$\psi_p = \sqrt{\frac{m}{p}} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \mathbf{R}\right). \quad (10)$$

Волновая функция $\psi_{p'}$ рассеянного электрона должна быть нормирована на δ -функцию в импульсном пространстве:

$$\psi_{p'} = (2\pi\hbar)^{-3/2} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p}' \mathbf{R}\right). \quad (11)$$

Подставляя (10) и (11) в выражение (8) для матричного элемента, получим общее выражение для сечения неупругих столкновений в борновском приближении *):

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4} \frac{p'}{p} \left| \int \int \psi_0 U e^{-i\mathbf{q} \mathbf{R}} \psi_n^* d\tau dV \right|^2. \quad (12)$$

В частном случае неизменности внутреннего состояния атома ($n = 0$, $|\mathbf{p}'| = |\mathbf{p}|$) формула (12) совпадает с формулой (42) в § 1 для упругого рассеяния. Важным отличием неупругого рассеяния от упругого является то, что из-за ортогональности (независимости) функций ψ_0 и ψ_n , содержащейся в выражении для энергии взаимодействия, член Ze^2/R при интегрировании по $d\tau$

*) Эта формула определяет эффективное сечение рассеяния в системе координат, в которой покоится центр инерции сталкивающихся частиц (т. е. в данном случае в лабораторной системе координат, в которой покоится атом).

в (12) исчезает:

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{m^2 e^4}{4\pi^2 \hbar^4} \frac{p'}{p} \sum_a^Z \left| \int \int \frac{e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}}}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_a|} \psi_0 \psi_n^* d\tau dV \right|^2. \quad (13)$$

В результате этого, как видно из (13), сечение неупругого рассеяния должно зависеть от Z приблизительно линейно.

Используя тот же прием, что и в § 1, можно провести в (13) интегрирование по dV , тогда окончательное выражение для эффективного сечения неупругих столкновений примет вид

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \left(\frac{e^2 m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{4k_{p'}}{q^4 k_p} \left| \int \sum_a^Z e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_a} \psi_0 \psi_n^* d\tau \right|^2, \quad (14)$$

где

$$q = (k_p^2 + k_{p'}^2 - 2k_p k_{p'} \cos \theta)^{1/2}.$$

Учтя, что $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{2\pi q dq}{k_p k_{p'}}$, выражение (14) можно переписать в виде

$$\frac{d\sigma_n}{dq} = 8\pi \left(\frac{e^2}{\hbar v_p} \right)^2 \frac{1}{q^3} \left| \int \sum_a^Z e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_a} \psi_0 \psi_n^* d\tau \right|^2. \quad (15)$$

При малых q (малоугловое рассеяние, соответствующее $\theta \ll 1$) можно воспользоваться разложением

$$\exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}_a) \approx 1 + i\mathbf{q}\mathbf{R}_a = 1 + iqX_a, \quad (16)$$

где $X_a = R_a \cos(\mathbf{q}, \mathbf{R}_a)$. В этом случае, учитывая условие ортогональности волновых функций ψ_0 и ψ_n , вместо (15) получим

$$\frac{d\sigma_n}{dq} = 8\pi \left(\frac{e^2}{\hbar v_p} \right)^2 \frac{1}{q} |(d_x)_{0n}|^2, \quad (17)$$

где $d_x = e \sum_a X_a$ — компонента дипольного момента атома по оси x , направленной вдоль вектора \mathbf{q} .

Таким образом, при малых \mathbf{q} $d\sigma_n \sim |(d_x)_{0n}|^2$. Если с учетом правил отбора переход $0 \rightarrow n$ в первом приближении запрещен, то $(d_x)_{0n} = 0$ и, следовательно, $d\sigma_n/dq = 0$. В этом случае разложение (16) нужно продолжить до членов более высокого порядка $(qX_a)^2$. Тогда вместо (17) получим

$$\frac{d\sigma_n}{dq} = 2\pi \left(\frac{e^2}{\hbar v_p} \right)^2 \left| \left(\sum_a^Z X_a^2 \right)_{0n} \right|^2 q. \quad (18)$$

При передаче атому быстрым первичным электроном больших значений импульса по сравнению с импульсами атомных электронов последние можно считать свободными. Рассматриваемая задача

при этом сводится к задаче об упругом столкновении первичного электрона с первоначально покоящимся электроном атома.

Большим q соответствует быстро осциллирующий множитель $\exp(-iqR)$ в подынтегральной функции выражения (15). Интеграл будет заметно отличаться от нуля, если такой же множитель будет содержать волновая функция ψ_n . В этом случае функция ψ_n описывает электрон, вылетевший из атома с импульсом $-\hbar q = p - p'$ (состояние ионизации атома). При таких столкновениях существенным становится обменное взаимодействие между электронами — следствие их тождественности. Проявляющиеся при этом силы, имеющие чисто квантовомеханическую природу, могут оказывать существенное влияние на процесс рассеяния. Эффективное сечение столкновения электрона с атомом с учетом обменных сил равно [1]

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = 4Z \left(\frac{e^2}{mv_p^2} \right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4 \vartheta} + \frac{1}{\cos^4 \vartheta} - \frac{\cos \left(\frac{e^2}{\hbar v_p} \ln \operatorname{tg}^2 \vartheta \right)}{\sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta} \right] \cos \vartheta. \quad (19)$$

Для рассматриваемого случая больших скоростей ($\hbar v_p \gg e^2$) косинус в числителе третьего члена в квадратных скобках равен единице. Выражая угол ϑ через энергию E_s , приобретаемую вторичным электроном ($E_s = E_p \sin^2 \vartheta$, $E_p - E_s = E_p \cos^2 \vartheta$), формулу (19) можно представить в более удобном виде:

$$\frac{d\sigma_n}{dE_s} = \frac{\pi Z e^4}{E_p} \left[\frac{1}{E_s^2} + \frac{1}{(E_p - E_s)^2} - \frac{1}{E_s(E_p - E_s)} \right]. \quad (20)$$

Видно, что обменный эффект вносит существенный вклад в $d\sigma_n/dE_s$, если E_s оказывается порядка E_p . В случае $E_s \ll E_p$ в формуле (20) остается лишь один из трех членов, т. е. она превращается в обычную формулу для рассеяния без учета обменных сил. Интегрирование в (17) по всем значениям q (по всем углам ϑ) с учетом того, что основную роль играет область малых q , приводит к следующему выражению для полного эффективного сечения:

$$\sigma_n = 8\pi \left(\frac{e}{\hbar v_p} \right)^2 |(dx)_{0n}|^2 \ln \left(\beta_n \frac{\hbar v_p}{e^2} \right), \quad (21)$$

где β_n — безразмерная постоянная [212].

В теории столкновений вводится величина

$$d\kappa = \sum_n (E_n - E_0) d\sigma_n, \quad (22)$$

называемая «дифференциальным эффективным торможением» [1]. Суммирование в (22) осуществляется по конечным состояниям E_n , относящимся как к дискретному, так и к непрерывному

спектру. Подставив (15) в (22), получим

$$d\kappa = 8\pi \left(\frac{e^2}{\hbar v} \right)^2 \sum_n (E_n - E_0) \left| \left(\sum_a e^{-iqR_a} \right)_{0n} \right|^2 \frac{dq}{q^3}. \quad (23)$$

Можно показать [1], что

$$\sum_n \frac{2m}{\hbar^2 q^2} (E_n - E_0) \left| \left(\sum_a e^{-iqR_a} \right)_{0n} \right|^2 = Z, \quad (24)$$

т. е. совпадает с полным числом электронов в атоме. Следовательно, формулу (23) можно упростить:

$$d\kappa = 4\pi \frac{Ze^4}{mv^2} \frac{dq}{q} = \frac{2Ze^4}{mv^2} \frac{d\Omega}{\vartheta^2}. \quad (25)$$

Эта формула применима при малых углах рассеяния, т. е. в интервале $(v_0/v)^2 \ll \vartheta \ll 1$.

Полное эффективное торможение для всех столкновений в интервале изменения q от минимального значения

$$q_{\min} = (E_n - E_0)/(\hbar v) \quad (26)$$

до некоторого значения $q_1 (v_0/v \ll q_1 R_0 \ll v/v_0)$ можно определить по формуле

$$\kappa(q_1) = \sum_n \int_{q_{\min}}^{q_1} (E_n - E_0) d\sigma_n. \quad (27)$$

Подставив в (27) величину $d\sigma_n$ из (17), получим

$$\kappa(q_1) = \frac{4\pi Ze^4}{mv^2} \ln \frac{\hbar q_1 v}{I}, \quad (28)$$

где I — величина средней энергии возбуждения атома, называемая также «средним ионизационным потенциалом». Она определяется выражением

$$\ln I = \frac{1}{Z} \sum_n f_{0n} \ln (E_n - E_0), \quad (29)$$

где f_{0n} — «сила осциллятора» для соответствующего перехода. Суммирование f_{0n} по всем переходам дает полное число электронов в атоме:

$$Z = \sum_n f_{0n} = \sum_n \frac{2m}{(e\hbar)^2} \hbar \omega_{0n} |(dx)_{0n}|^2. \quad (30)$$

Термин «сила осциллятора» заимствован из классической теории возбуждения атомов электромагнитным полем и по существу представляет собой ту часть электронов атома, которая

принимает участие в данном дипольном переходе с частотой $\omega_{0n} = (E_n - E_0)/\hbar$.

По теории Блоха [213], использовавшего модель атома по Томасу — Ферми, $I = \text{const} \cdot Z$. (Согласно [213] $I(\text{эВ}) \approx 13Z$.) Величины эффективного торможения при неупругом рассеянии на угол $\vartheta \leq \vartheta_1$ можно получить, заменив в (28) $\hbar q_1$ на $mv/2$:

$$\kappa(v) = 4\pi \frac{Ze^4}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I}. \quad (31)$$

Если N — число атомов в единице объема, то $N\kappa$ представляет собой среднюю энергию, теряемую быстрым (нерелятивистским) электроном на единице пути [212]:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{2\pi e^4 N Z}{E} \ln \frac{E}{I}. \quad (32)$$

Эту величину называют также тормозной способностью среды. Так как

$$NZ = N_0 \rho Z/A \quad (33)$$

(где N_0 — число Авогадро, ρ — плотность вещества, A — атомный вес), то из (32) следует, что тормозная способность среды прямо пропорциональна ее плотности (множитель Z/A монотонно убывает от 0,5 для $Z = 2$ до 0,39 для $Z = 92$, т. е. практически остается постоянным, лишь для водорода $Z/A = 1$). С учетом (33) закон торможения Бете можно переписать в виде

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{2\pi e^4 N_0 \rho Z}{EA} \ln \frac{E}{I} \quad (34)$$

или, что то же,

$$\rho dz = \left| -\frac{1}{K} \frac{EdE}{\ln(E/I)} \right|, \quad (35)$$

где $K = 2\pi e^4 N_0 Z/A$ — константа, которая очень слабо зависит от химического состава вещества. Интеграл от выражения (35), взятый в интервале от поверхности мишени ($z = 0$, $E = E_p$) до некоторой эффективной глубины проникновения первичного электрона ($z \approx L_{\text{эфф}}$, $E \approx 0$), можно выразить через функцию $\text{li}(y)$, где $y = E_p/I$, называемую интегральным логарифмом:

$$\rho L_{\text{эфф}} = \frac{1}{K} \int_0^{E_p} \frac{EdE}{\ln(E/I)} = \frac{I^2}{K} \int_0^{(E_p/I)^2} \frac{dy}{\ln y} = \frac{I^2}{K} \text{li}\left(\frac{E_p}{I}\right)^2. \quad (36)$$

Кривая $\text{li}(y)$ имеет вид степенного закона [214]. Например, в диапазоне изменения y от 3 до 30 она может быть аппроксимирована выражением [215]

$$\text{li}(y^2) = y^{1,39}. \quad (37)$$

Подставив это значение $li(y^2)$ в (36), получим

$$\rho L_{\text{эфф}} = \frac{AI^2 E_p^{1,39}}{2\pi e^4 Z N_0} = k \frac{A}{Z} E_p^{1,39}, \quad (38)$$

где $k = I^2/(2\pi e^4 N_0)$.

По данным Бронштейна и Фраймана [216] эмпирическая формула для эффективной глубины проникновения электронов в вещество имеет вид

$$\rho L_{\text{эфф}} \approx 6 \cdot 10^{-6} \frac{A}{Z} E_p^{1,4}, \quad (39)$$

где $L_{\text{эфф}}$ — в см, ρ — в г·см⁻³, E_p — в кэВ. При $E_p \approx 1-4$ кэВ погрешность определения $\rho L_{\text{эфф}}$ по формуле (39) не превышает 20%. Экспериментальные данные работы [195] в области изменения E_p от 2 до 10 кэВ также хорошо согласуются с формулой (39). График зависимости $\rho L_{\text{эфф}}$ от E_p приведен на рис. 1.14. Выводы квантовой теории неупругих потерь Бете — Блоха [212, 213] для указанной области энергий хорошо согласуются с экспериментальными данными при $I \sim 100$ эВ. Следует, однако, иметь в виду, что существует некоторый произвол в выборе величины I , который не позволяет приписать формуле (38) характер строгой теоретической зависимости. Постоянная в формуле Блоха $I = \text{const} \cdot Z$ обычно определяется эмпирически. Для всех Z она равна приблизительно 12,5—13 эВ (для Ве — 16 эВ [217]). По данным большинства авторов величина среднего ионизационного потенциала I не зависит ни от энергии, ни от сорта заряженной ионизирующей частицы, если $E \gg I$. Величину I можно приближенно вычислить по формуле (29), если считать, что сила осциллятора f_{0n} совпадает с числом электронов Z_n в n -й электронной оболочке, а $E_n - E_0$ — с потенциалами возбуждения этих оболочек [218, 219]. Однако результаты, полученные таким путем, считаются менее надежными, чем определенные экспериментально. Расчетные значения I оказываются в 1,2—2 раза меньше экспериментальных (особенно для тяжелых элементов [220, 221]). Вятский [222] рассмотрел задачу о потерях энергии электронов в твердом теле в приближении слабой и сильной связи. Было показано, что основным механизмом неупругих потерь энергии для первичных электронов с нерелятивистскими скоростями является взаимодействие с сильносвязанными электронами твердого тела, состояния которых мало отличаются от их квантовых состояний в изолированных атомах.

Выражение для средних удельных потерь энергии и в этом случае имеет вид, аналогичный формуле Бете:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{BZ_{\text{эфф}}}{E} \ln \frac{2E}{\Delta E_n}, \quad (40)$$

где B — постоянная, характерная для данного вещества, $Z_{\text{эфф}}$ — эффективное число сильносвязанных электронов (число электронов в узких зонах), \overline{E}_n — средняя энергия, теряемая первичным электроном при взаимодействии с электронами различных зон (междузонные переходы, соответствующие непрерывным и дискретным потерям энергии).

Величина, обратная $|dE/dz|$ и умноженная на \overline{E}_n , характеризует средний свободный пробег $\bar{\lambda}_\eta$ для неупругого рассеяния с данной потерей энергии.

Величину КНОЭ η можно считать пропорциональной произведению сечения неупругого рассеяния σ_n на средний свободный пробег $\bar{\lambda}_\eta$ по отношению к этому рассеянию.

Согласно теории неупругого рассеяния Дашена [224] и выводам авторов работ [195, 225], коэффициент η можно приближенно представить в виде суммы двух членов

$$\eta = \eta_1 + \eta_\infty, \quad (41)$$

где η_1 — КНОЭ, соответствующий однократному рассеянию, η_∞ — то же для многократного рассеяния. В [195, 224] получены следующие выражения для η_1 и η_∞ :

$$\eta_1 = \frac{Z(1 - \ln 2)}{16 \ln(2E_p/I)}, \quad (42)$$

$$\eta_\infty \propto Z^{1/3} E_p^{1/2}. \quad (43)$$

Эти выводы находятся в качественном согласии с приведенными на рис. 33 и 34 экспериментальными данными о зависимости $\eta(E_p)Z$ и $\eta(Z)E_p$, если считать, что в области средних энергий вклад в η дает в основном η_∞ , а в области высоких энергий — η_1 . Однако, как видно из кривой рис. 34, при $E_p < 1$ кэВ зависимость $\eta(Z)$ не является монотонной функцией Z , как следует из (42) и (43). Причина спада η при $Z > 25-30$, вероятнее всего, связана с «выключением» при $E_p < E_p^*$ одного из механизмов кратных поворотов первичных электронов, при котором образуется при $E_p \approx E_p^*$ потенциальная яма в силовом поле всех атомов, за исключением самых легких [58, 59, 65]. Независимость η от E_p в широком интервале изменения E_p , которое наблюдается в случае элементов с большими значениями Z и ряда соединений, вероятно, связана с тем, что в этом диапазоне $\eta_1 \approx \eta_\infty$, а рост η_∞ с увеличением E_p компенсируется спадом η_1 [21].

В настоящее время можно считать доказанным, что многие закономерности неупругого отражения электронов от поликристаллических объектов (например, зависимости $\eta(E_p)$, $\eta(\varphi)$, $\eta(\theta)$, энергетические спектры $N(E_s)$ ПОЭ) определяются в основном особенностями упругого рассеяния электронов на изолированных

атомах, составляющих твердое тело и, в частности, немонотонным характером зависимости $r(E_p)$ в области средних энергий для элементов с $Z > 20$.

Как следует из работы Морозова [59], при $0,1 \leq E_p \leq 1$ кэВ количество электронов, отразившихся от металла ($Z > 20$) с некоторой произвольной потерей энергии ΔE , немонотонно зависит от E_p , причем эта зависимость подобна зависимости $r(E_p)$ вблизи $E_p \approx E_p^*$. Положение максимума на кривой зависимости от E_p тока обратно отраженных электронов с потерей энергии ΔE сдвигается с ростом ΔE в сторону больших значений E_p . Это означает, что механизм НОЭ тесно связан с механизмом упругого отражения: первичный электрон, упруго рассеянный на угол $\vartheta > \pi/2$ на некоторой глубине, превышающей глубину выхода λ_r упруго отраженных электронов, может потерять при своем движении к поверхности часть ΔE своей энергии и стать неупруго рассеянным электроном.

В [223] получено следующее выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния электронов под углом ϑ :

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{Ze^4\Phi(Z, \vartheta_p, \vartheta)}{m^2v_p^4 \sin^4\vartheta/2}, \quad (44)$$

где $\Phi(Z, v_p, \vartheta) = \Phi(Z^{-2/3}, v_p, \sin\vartheta/2)$ — функция, для вычисления которой используется статистическая модель атома Томаса и Ферми *), в которой состояние электронов описывается не ψ -функцией, а зависящей от координат плотностью заряда $\rho(R)$. Формула (44) справедлива при рассеянии на такие углы ϑ , для которых $\vartheta^2 \gg E_0/E_p$, где E_0 — энергия ионизации атома. Разделив (44) на величину дифференциального сечения упругого рассеяния $d\sigma_r/d\Omega$ (формула Резерфорда (35) в § 1), получим

$$\frac{d\sigma_n}{d\sigma_r} = \frac{4\Phi(Z, v_p, \vartheta)}{Z}. \quad (45)$$

Так как в широком интервале изменения аргумента функция $\Phi(Z, v_p, \vartheta) \approx 1$ [4], то выражение (45) приближенно можно переписать в виде

$$d\sigma_n/d\sigma_r \approx 4/Z. \quad (46)$$

Таким образом, основное различие между сечением неупругого и упругого рассеяния состоит в том, что $d\sigma_n \sim Z$, в то время как $d\sigma_r \sim Z^2$. Вследствие этого упругое рассеяние для более тяжелых атомов в области высоких значений E_p ($E_p \geq 10$ кэВ) пре-

*) Эта модель атома применима лишь при большом числе Z электронов в атоме. Фактически модель Томаса — Ферми дает результаты, согласующиеся с экспериментом уже при $Z \sim 10$. Естественно, что эта модель не учитывает деталей структуры электронных оболочек атомов.

обладает над неупругим (см. рис. 36, а). Для легких атомов, например, при $Z = 4$ $\sigma_n \approx \sigma_r$, т. е. вероятности упругого и неупругого столкновения оказываются примерно одинаковыми (если электрон обладает энергией, достаточной для неупругого столкновения).

Согласно [195] при однократном рассеянии средний угол отклонения первичных электронов определяется следующей формулой:

$$\bar{\theta} \text{ (рад)} = 3,7 Z^{1/3} E_p^{-1/2} \text{ (эВ)}. \quad (47)$$

Для $E_p = 20$ кэВ и $Z = 29$ (Cu) средний угол отклонения $\bar{\theta} \approx 4,5^\circ \approx 0,08$ рад, а наиболее вероятный угол $\bar{\theta} = \bar{\theta}/\sqrt{3} \approx 2,6^\circ \approx 0,05$ рад. При многократном (диффузном) рассеянии, когда число актов рассеяния $n \geq 20$, угловое распределение электронов становится близким к кривой нормального распределения ошибок (кривая Гаусса):

$$N(\theta) \sim \exp(-\theta^2/\langle\theta^2\rangle), \quad (48)$$

где $\langle\theta^2\rangle$ — среднеквадратичный угол отклонения. Для $n = 20 \pm 5$ наиболее вероятный угол рассеяния достигает 20° . При этом полярная диаграмма $I_n(\theta)$, характеризующая интенсивность рассеяния электронов на единицу телесного угла, приближается к косинусоидальному распределению. Эти данные также хорошо согласуются с результатами экспериментального изучения углового распределения неупруго рассеянных электронов (см. рис. 1.16 и II.35).

Таким образом, вся совокупность приведенных в настоящем параграфе экспериментальных и теоретических данных о неупругом рассеянии электронов средних и высоких энергий в твердом теле свидетельствует о том, что определяющую роль в явлении неупругого рассеяния играет взаимодействие первичных электронов с отдельными атомами твердого тела. Специфика твердого тела проявляется лишь в высокой плотности вещества ρ , а также в коллективных эффектах (возбуждение колебаний электронной плазмы *).

§ 5. Ионизационная спектроскопия твердого тела

Значительный прогресс в технике энергетического анализа электронных спектров [226], теоретическое предсказание возможности возбуждения коллективных (плазменных) колебаний электронов в твердом теле [227], обнаружение электронов Оже в энерге-

*) Вопрос о сечении возбуждения плазмонов и об относительном вкладе характеристических потерь энергии в общие потери рассмотрен в § 6.

тическом спектре вторичных электронов [228, 229] и характеристических потерь энергии при отражении электронов от диэлектрических (щелочно-галлоидных) монокристаллов [230], исследование по фотоэлектронным спектрам твердых тел [232, 233] — все это способствовало возникновению новой области спектроскопии. Эту область в настоящее время принято называть электронной спектроскопией (ЭС) [232 — 236]. Бурное развитие этой области, начавшееся с 1953 — 55 гг., привело к возникновению следующих четырех направлений ЭС: 1) электронная спектроскопия для химического анализа (ЭСХА) [232, 233, 237], 2) ионизационная спектроскопия *) (ИС) [238 — 245], 3) спектроскопия характеристических потерь энергии (СХПЭ) [226 — 231] и 4) электронная оже-спектроскопия (ЭОС) [228, 229, 234 — 236].

Метод ЭСХА называют также фотоэлектронной спектроскопией (ФЭС). В свою очередь ФЭС делится на ультрафиолетовую электронную спектроскопию (УФЭС) и рентгеноэлектронную спектроскопию (РЭС). ФЭС посвящено несколько монографий [232, 233, 237], в которых подробно описаны все тонкости метода ЭСХА и применяемая в нем аппаратура сверхвысокого разрешения. Некоторые спектроанализаторы, применяемые в современной ЭС, описаны также в [246]. В связи с этим в настоящей монографии вопросы электронной оптики спектрометров для ЭС не рассматриваются **). В настоящей главе будут кратко рассмотрены физические основы трех методов: ИС (настоящий параграф), СХПЭ (§ 6) и ЭОС (§ 7).

Прежде чем перейти к детальному рассмотрению каждого из этих методов, проведем их краткое сопоставление на основе единого критерия — числа электронных состояний твердого тела, участвующих в переходе [238].

На рис. 37 схематически показаны диаграммы энергетических уровней металла ***) и электронные переходы, используемые в методах ЭСХА (а), ИС и СХПЭ (б) и ЭОС (в). В случае ЭСХА энергия E фотоэлектрона, вырываемого квантом $\hbar\omega$, например, из K -оболочки, равна

$$E = \hbar\omega - E_K. \quad (1)$$

Таким образом, в методе ЭСХА энергия, измеряемая спектрометром, определяется лишь энергией связи E_n электрона на n -й внутренней оболочке атома (или в валентной зоне — в случае УФЭС). Поскольку имеется только одно начальное (E_n) и одно конечное (E) состояние электрона, ширина наблюдаемого в методе

*) Под ионизацией здесь условно понимается переход атомных электронов на свободные уровни в зоне проводимости.

**) В § 5 гл. III кратко рассмотрен вопрос об электронных монохроматорах.

***) На диаграммах рис. 37 за нуль отсчета энергии принят уровень Ферми.

ЭСХА пика будет достаточно узкой, так как она определяется только монохроматичностью рентгеновского или УФ-излучения (обычно порядка 1 эВ) и разрешающей способностью спектрометра (0,1 — 0,01 эВ).

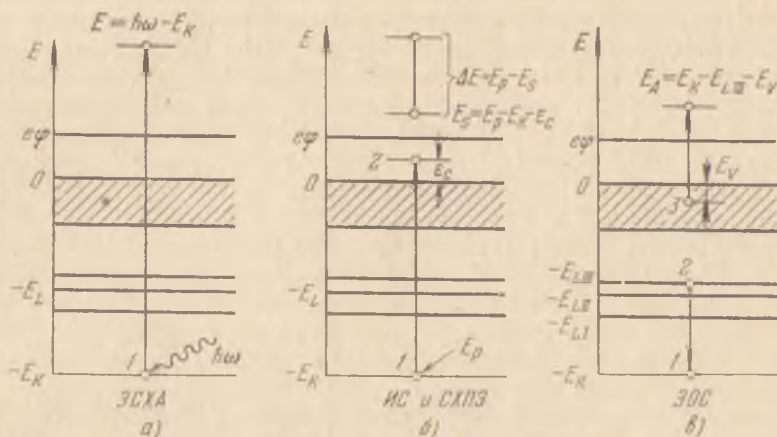


Рис. 37. Диаграммы энергетических уровней металла и электронные переходы, соответствующие фотоионизации (а), ионизации электронным ударом (б) и процессу Оже (в) [238].

Между методами ИС и СХПЭ (рис. 37, б) нет принципиального различия. Разница между этими двумя типами ЭС лишь количественная (примерно такая же, как между РЭС и УФЭС). В методе ИС исследуются спектры энергетических потерь больших порций энергии ($100 \leq \Delta E_n \leq 2000$ эВ), за которые ответственны переходы электронов с глубоко лежащих уровней (K , L и др.) на свободные уровни, лежащие для металла в зоне проводимости выше уровня Ферми (рис. 37, б), а для полупроводника или диэлектрика — на уровни, отделенные от потолка валентной зоны запрещенным промежутком ΔE_g . В методе СХПЭ исследуются спектры ХПЭ, соответствующие возбуждению поверхностных и объемных плазмонов и междוזонным переходам между высоколежащими заполненными и свободными полосами ($0 < \Delta E_n \leq \leq 100$ эВ). В случае ИС величину потери энергии при возбуждении, например, K -оболочки атома можно записать в виде

$$\Delta E = E_p - E_s = E_K + \varepsilon_c, \quad (2)$$

где ε_c — конечное состояние атомного электрона в зоне проводимости металла. Неупруго отраженный первичный электрон после взаимодействия с электроном K -оболочки будем иметь энергию

$$E_s = E_p - E_K - \varepsilon_c. \quad (3)$$



Таким образом, в этом случае в отличие от метода ФЭС имеется два начальных (E_p и E_K) и два конечных (E_s и ε_c) состояния электронов, участвующих в переходе. Величины E_p и E_s могут быть определены с точностью порядка 1 эВ, а величина ε_c может принимать любые значения от 0 до ~ 10 эВ. Поэтому при элементном анализе (определение Z) поверхностных атомов следует рассматривать минимальное значение потери энергии ΔE_{\min} (т. е. случай $\varepsilon_c \rightarrow 0$). В случае диэлектриков и полупроводников минимальные значения потерь энергии будут отличаться от энергии связи на величину запрещенной зоны ΔE_g :

$$\Delta E_n = E_n + \Delta E_g, \quad (4)$$

где E_n — энергия связи электрона для n -й оболочки атома. В методе ИС спектр снимается при настройке спектрометра на определенное значение E_s и сканировании E_p . При этом появляется возможность зондирования плотности квантовых состояний металла в области выше уровня Ферми (или выше дна зоны проводимости в диэлектрике или полупроводнике). Тонкая структура спектра при $\varepsilon_c > 0$ затрудняет элементный анализ, однако с ее помощью можно провести ограниченный анализ химического состояния элементов [238]. Весьма удобно, что метод ИС не требует коррекции результатов на величину работы выхода φ (величина φ автоматически исключается, так как первичный электрон дважды проходит через поверхностный барьер во взаимно противоположных направлениях).

Метод ЭОС характерен тем, что в переходах участвуют три электронных состояния твердого тела. Оже-спектры могут быть как фото-стимулированными (ФОС), так и электронно-стимулированными (ЭОС). Измеряемая на опыте в случае ЭОС энергия электрона Оже $E_s = E_A$ определяется путем сканирования E_s в некоторой области энергий при постоянном значении E_p . Например, для случая, изображенного на рис. 37, величину E_A можно записать в виде

$$E_A = E_K - E_{LIII} - E_V, \quad (5)$$

где $E_K - E_{LIII}$ — энергия, освобождающаяся при заполнении вакансии на уровне K электроном с уровня L_{III} ; E_V — энергия связи электрона в зоне проводимости (в валентной зоне). Такой переход принято обозначать как $KL_{III}V$. Энергия, освобождающаяся на первом этапе оже-перехода, может передаваться не только электронам валентной зоны, но и электронам различных квазидискретных уровней твердого тела. Таким путем возникают переходы типа KLL , LMM , MNN , NOO и др. Если два из трех состояний принадлежат валентной зоне, а одно — K -оболочке атома, то такой оже-пик обозначается как KVV . Воз-

возможны переходы также между подуровнями одной и той же оболочки (например, $M_I M_{IV} M_{IV}$, $M_{II} M_{IV} M_{IV}$, $N_{III} N_{IV} N_{IV}$, $O_{II} O_{IV,v} O_{IV,v}$ и др.). Очевидно, что спектры Оже являются более сложными и их более трудно расшифровать, чем ионизационные спектры, так как возможны переходы между различными уровнями. При переходах типа KLV , KVV и им подобных ширина пиков определяется шириной валентной зоны и может достигать ~ 10 эВ. Изучая тонкую структуру пиков типа KLV , можно получать информацию о распределении плотности электронных состояний ниже уровня Ферми. Спектры Оже легко отделить от ИС, так как первые не зависят, а вторые зависят от E_p . Часто оже-пики, соответствующие различным переходам, могут перекрываться на энергетической шкале, и их расшифровка не всегда дает убедительные доказательства нахождения на поверхности тех или иных элементов. В этой ситуации доказательством нахождения элементов на поверхности могут быть спектры, получаемые методом ИС, хотя отношение сигнал/шум для этого метода примерно на порядок меньше, чем для ЭОС при том же первичном токе и времени интегрирования сигнала. Для повышения отношения сигнал/шум при записи спектров ИС иногда используется двойное дифференцирование кривых распределения $N(\Delta E)$ неупруго рассеянных электронов, обычно получаемых с помощью анализатора с цилиндрическим зеркалом [246 — 248]. При регистрации оже-спектров, как правило, достаточно получить первую производную $(dN(E_s)/dE_s)_{E_p}$ (см. подробнее гл. XI). Из изложенного следует, что методы ЭОС и ИС взаимно дополняют друг друга, и в настоящее время можно говорить о возникновении комбинированного метода: ЭОС + ИС.

На рис. 38 показан типичный спектр вторичных электронов, испускаемых поверхностью твердого тела при бомбардировке первичными электронами с энергией E_p . Различные участки этого спектра могут быть использованы для анализа свойств поверхности и приповерхностных слоев твердого тела методами ВЭЭ, НОЭ, УОЭ, ИС, ХПЭ и ЭОС. Сочетание этих методов с методом растрового микроскопа (РЭМ) позволяет производить локальный анализ поверхностных свойств твердого тела (см. § 6 гл. XI).

Впервые метод ИС для микроанализа поверхности твердого тела, по-видимому, был использован Хилье и Бейкером [249] в 1944 г.

В установке Хилье и Бейкера диаметр электронного пучка в плоскости объекта не превышал 70 Å. Это достигалось при помощи двух конденсорных линз. Третья линза, которая располагалась за объектом, служила для перенесения изображения облучаемого участка мишени в плоскость входной щели 180-градусного магнитного спектрографа. Для исправления хроматической аберрации

третьей линзы применялось наклонное расположение фотопластины, на которой регистрировался спектр. Угол наклона подбирался так, чтобы добиться условия наилучшей фокусировки для

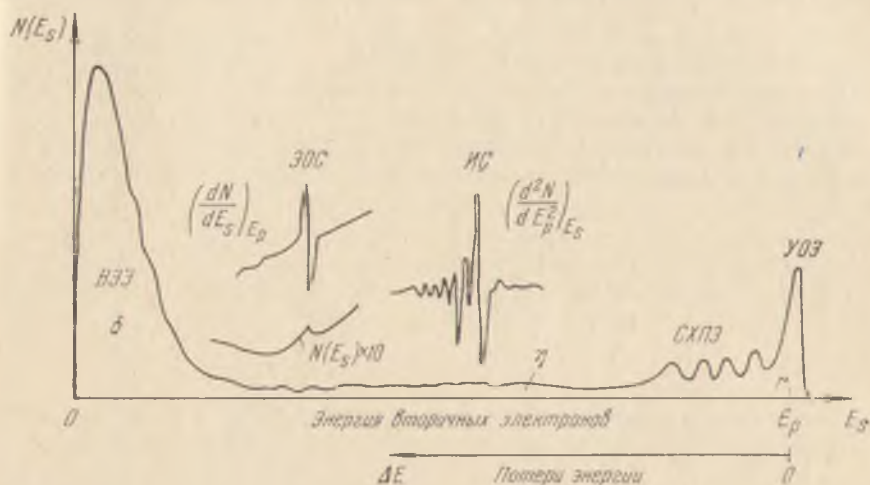


Рис. 38. Энергетический спектр вторичных электронов, испускаемых поверхностью твердого тела при бомбардировке первичными электронами с энергией E_p .

каждой линии характеристических потерь. Описываемое устройство позволяло рассматривать исследуемые области пленок (тенсовое изображение) на флуоресцирующем экране с помощью светового микроскопа. В этом случае магнитное поле анализатора выключалось и производилась дефокусировка пучка с помощью второй линзы.

Микроанализатор Хилле и Бейкера позволил, используя длительные экспозиции, доказать существование ХПЭ вплоть до $\Delta E_n \sim 2000$ эВ (для K -оболочки Si $\Delta E_K = 1839$ эВ). Интенсивность пиков, соответствующих электронам, претерпевшим характеристические потери энергии при взаимодействии с электронами внутренних атомных уровней, оказалась крайне слабой. Она менее чем в три раза превышает флуктуации интенсивности, связанные с зернистостью фотопленок. Поэтому этот метод измерения ИС не нашел широкого применения. Возрождению метода ИС способствовало создание новых типов спектрометров [246 — 248] и автоматических методов дифференцирования и записи энергетических спектров.

В качестве иллюстрации метода ИС на рис. 39 приведен ионизационный спектр $(d^2N/dE_p^2)_{E_s}$, полученный в [238] для окисленного кремния. Измеренные значения потерь энергии ΔE_n при

взаимодействии первичных электронов с электронами $\text{Si}(L_{\text{II,III}})$, $\text{Si}(L_{\text{I}})$, $\text{O}(K)$ примерно на 10 эВ выше табличных значений для соответствующих элементов *). Это связано с тем, что SiO_2 — диэлектрик, и при вычислении потерь энергии необходимо учитывать ширину запрещенной зоны. В случае металлов разность между началом резкого роста $(d^2N/dE_p^2)_{E_s}$, т. е. между минимальной потерей энергии ΔE_{min} , и табличными значениями энергии связи E_n не превышает 1 эВ.

Рис. 40 иллюстрирует возможность проведения с помощью метода ИС ограниченного химического анализа поверхностного

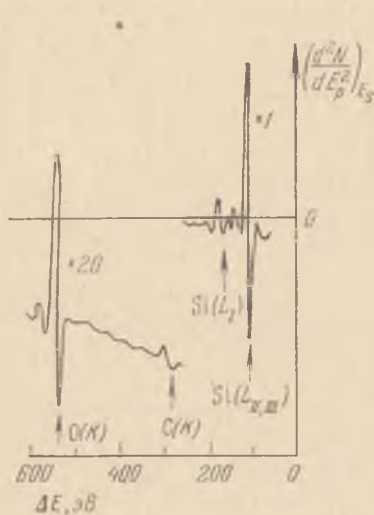


Рис. 39. Ионизационный спектр окисленного кремния [238].

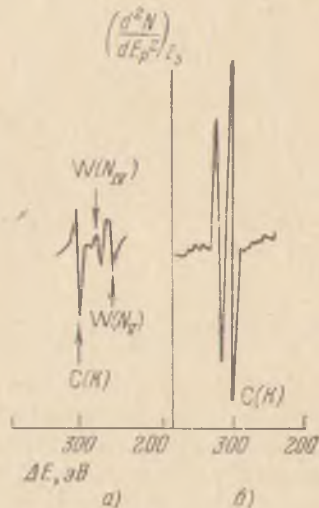


Рис. 40. Ионизационный спектр углерода в двух различных химических состояниях [238].

слоя. Здесь приведены ионизационные спектры, снятые для двух химических состояний углерода на грани (100) вольфрама. Спектр на рис. 40, б снят сразу после обезгаживания вакуумной системы, когда на поверхности W находился толстый слой гидрокарбонатов. Спектр на рис. 40, а записан после прогрева мишени до температуры 1200 °С. Видно, что в первом случае наблюдается дублетная структура пика вблизи 289 эВ (E_K для C **). После прогрева пик углерода становится синглетным, и более заметными

*) Наличие пика при $\Delta E_n \approx 280$ эВ можно приписать примеси углерода ($E_K = 283,8$ эВ).

**) Дублетная структура пика углерода, возможно, связана с соответствующим распределением плотности состояний вблизи уровня вакуума для углерода [238].

оказываются пики вольфрама $W(N_V)$ и $W(N_{IV})$ соответственно при $\Delta E_{N_V} = 245$ эВ и $\Delta E_{N_{IV}} = 258$ эВ. Возможно, за такую структуру пиков ответственно образование карбида вольфрама [238].

Метод ионизации электронных оболочек атомов твердого тела позволяет измерять дифференциальные сечения ионизации $\Delta\sigma_{in}(\Delta E_n, \vartheta)$ и производить сопоставление с теоретическими значениями $(d\sigma_{in}/d\Omega)\Delta\Omega$. Это оказывается возможным, так как энергоанализатор может принимать электроны, рассеянные под определенным углом ϑ (обычно этот угол близок к $3/4 \pi$). Амплитуда пика с данной потерей энергии пропорциональна числу электронов, рассеянных под углом ϑ . Абсолютное значение тока в данном пике $\Delta I(\Delta E_n, \vartheta)$ можно определить из сравнения с пиком упруго отраженных электронов, ток в котором можно легко измерить. Выражение для $\Delta I(\Delta E_n, \vartheta)$ можно приближенно записать в виде

$$\Delta I(\Delta E_n, \vartheta) \approx L_x N_x i_p \Delta\sigma_{in}, \quad (6)$$

где $(L_x N_x)^{-1}$ — площадь поверхности, занимаемая одним атомом данного сорта, i_p — ток первичного пучка, L_x — толщина детектируемой области.

В настоящем параграфе не рассматриваются теоретические основы ИС, поскольку вопрос о неупругих потерях энергии электронов в твердом теле и, в частности, о сечениях ионизации подробно рассмотрен в § 4.

В работах группы алмазских физиков [250 — 256] комбинированная техника ЭОС + ИС была применена для изучения электронной структуры резкоземельных металлов. Авторы этих работ проводили измерения ХПЭ в области $0 < \Delta E_n \leq 300$ эВ при углах рассеяния $\vartheta_1 = 39^\circ$ и $\vartheta_2 = 141^\circ$ и изменения E_p от 150 до 1500 эВ и спектров электронов Оже в области $0 < E_s \leq 530$ эВ. Была обнаружена корреляция между оже-переходами и ионизационными максимумами. Такая корреляция существенно облегчает интерпретацию оже-спектров. Кроме обычных ионизационных пиков были обнаружены пики, которые можно трактовать как ионизационно-плазменные (переход на свободные уровни вблизи поверхности Ферми с одновременным возбуждением плазменных колебаний). Величина отношения интенсивности ионизационных максимумов к интенсивности фона, на котором наблюдаются эти максимумы, не превышает 5%.

Метод изучения поверхности твердого тела с помощью ионизационных потерь был использован также в работах [257 — 259].

Предельным случаем метода ионизационных потерь энергии является определение порога ВЭЭ. Порог истинной ВЭЭ наиболее отчетливо выражен у диэлектриков [27, 29 — 31]. В этом случае источником вторичных электронов является валентная зона.

Если настроить анализатор на прием медленных истинно-вторичных электронов (δ), то выражение (4) следует переписать в виде

$$\Delta E_n = E_p - E_s \approx \Delta E_g, \quad (7)$$

поскольку для данного случая $E_n \rightarrow 0$. Из (7) получим

$$E_p \approx \Delta E_g + E_s. \quad (8)$$

При $E_s \ll \Delta E_g$ из (8) вытекает условие для порога собственной ВЭЭ диэлектриков:

$$(E_p)_{\text{пор}} \approx \Delta E_g. \quad (9)$$

На рис. 41 показаны типичные зависимости $\delta(E_p)$ для грани (100) монокристалла NaCl, монокристаллической пластинки слюды

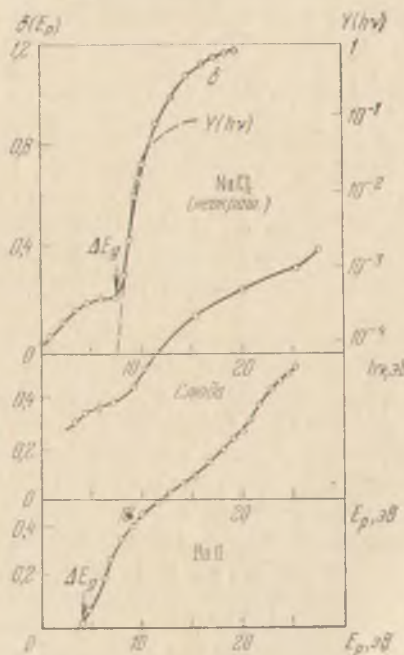


Рис. 41. Порог собственной ВЭЭ диэлектриков [27, 29 — 32]. Штрихами показана кривая спектрального распределения квантового выхода фотоэмиссии $Y(h\nu)$ для NaCl [262].

(мусковит) и напыленной пленки BaO [27, 29 — 32]. Видно, что резкое возрастание δ начинается при значении $(E_p)_{\text{пор}}$, близком к ширине запрещенной зоны (стрелки у кривых). Эти значения близки также к порогу собственной фотоэмиссии исследованных веществ [260 — 262].

С ионизацией энергетических полос, лежащих ниже валентной зоны, связаны также некоторые особенности тонкой структуры кривой $\delta(E_p)$ при $E_p > (E_p)_{\text{пор}}$ [29, 56].

К работам по изучению порога ВЭЭ примыкают исследования порога поперечной электронно-возбужденной проводимости (ЭВП) [263, 264].

§ 6. Спектроскопия характеристических потерь энергии электронов в твердых телах

Имеются два способа исследования ХПЭ: 1) метод наблюдения ХПЭ при отражении электронов от массивных мишеней (ХПЭО) и 2) метод наблюдения ХПЭ при простреле электронами тонких пленок (ХПЭП)*).

Впервые ХПЭ при отражении электронов от твердого тела (поликристаллические мишени из Cu, Ag и Au) были обнаружены в 1929 г. Рудбергом [265, 266]. Интерпретация этих результатов [268, 269] основывалась на рассмотрении одноэлектронных межзонных переходов. Например, в [269] дискретность спектра потерь для Cu была связана с «двугорбым» характером кривой плотности состояний для заполненной d -зоны, из которой электроны металла переводятся в верхнюю часть $s-p$ -зоны. В 1936 г. Рудберг [267] исследовал ХПЭ ряда окислов (BaO, CaO, SrO и MgO). При этом он обнаружил, что методом ХПЭО при $E_p \sim 100$ эВ можно зарегистрировать на поверхности $\sim 5 \cdot 10^{14}$ атомов щелочного металла, т. е. порядка монослоя. Фактически им был предложен новый высокочувствительный метод исследования поверхности твердого тела. За 20 последующих лет (с 1936 по 1956 гг.) по данному вопросу было опубликовано всего несколько работ [133, 134, 230, 270—272]. В этих работах метод ХПЭО был применен для исследования поверхностей металлических монокристаллов [133, 134, 271] и поликристаллических фольг [270, 272]. В 1954 г., изучая неупругое отражение электронов от твердых тел с помощью метода одиночных импульсов, авторы [230] впервые обнаружили ХПЭ при отражении электронов от диэлектрических монокристаллов (границы (100) NaCl и KCl). Последующие более детальные исследования [31, 32, 273] ХПЭ для ряда щелочно-галогидных монокристаллов (NaCl, KCl, KBr, KI, LiF)—веществ с хорошо изученными оптическими свойствами, — показали, что имеется очень хорошее соответствие между

*) В иностранной литературе приняты следующая терминология и обозначения: 1) reflection electron energy-loss (REEL) и 2) transmission electron energy-loss (TEEL) [309].

величинами ХПЭ и оптическими данными *) [260—262]. Большой цикл работ по изучению электронной структуры металлов, полупроводников и диэлектриков методом ХПЭО был выполнен группой австралийских физиков [274—280]. Некоторые результаты этих работ будут рассмотрены ниже.

Первая работа по ХПЭ, выполненная методом прострела тонких пленок, была опубликована в 1941 г. Рутеманом [281]. В последующем метод ХПЭП стал весьма распространенным средством изучения твердого тела [10, 226, 231, 233, 282—297], особенно после того, как в 1949 г. Мёллеништедт [283] предложил новый метод энергоанализа, основанный на очень высокой внеосевой хроматической абберации электростатических линз. Система узких кратных пиков ХПЭ для ряда металлов и полупроводников была интерпретирована Бомом и Пайнсом [227] как потери энергии на возбуждение коллективных колебаний плотности электронного газа относительно ионного остова. Как хорошо известно из физики газоразрядной плазмы, частота ω_p коллективных колебаний электронной компоненты плазмы относительно менее подвижных ионов определяется формулой Ленгмюра

$$\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}, \quad (1)$$

где N — концентрация электронов, m и e — масса и заряд электрона.

В твердотельной плазме, подчиняющейся квантовым законам, коллективные колебания электронного газа имеют дискретный спектр энергий, состоящий из двух ветвей — объемной моды $\hbar\omega_{pv}$ и поверхностной моды $\hbar\omega_{ps}$. Для объемной моды потери энергии определяются выражением

$$\Delta E_n = n\hbar\omega_{pv} = n\hbar(4\pi e^2 N/m)^{1/2}, \quad (2)$$

где N — концентрация «свободных» (валентных) электронов, \hbar — постоянная Планка, n — целое число ($n = 1, 2, 3, \dots$)**). Квант объемных плазменных колебаний $\hbar\omega_{pv}$ называется объемным плазмоном, квант поверхностных плазменных колебаний $\hbar\omega_{ps}$ — поверхностным плазмоном. Плазмоны можно рассматривать как

*) Некоторое различие в правилах отбора для фотонных и электронных соударений приводит к различию в некоторых деталях наблюдаемых спектров.

**) При расчетах $\hbar\omega_{pv}$ по формуле (2) во многих случаях массу электрона m можно считать совпадающей с массой свободного электрона. Учет периодичности решетки эквивалентен замене m на эффективную массу m^* электрона в металле. Хаббард [298] показал, что влияние периодичности решетки на величину $\hbar\omega_{pv}$ в ряде случаев может быть заметным. Однако, как указал впоследствии Пайнс [297], электроны, колеблющиеся с плазменной частотой ($\omega_q \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ с}^{-1}$), движутся столь быстро, что периодическое поле ионных остатков практически не играет роли.

квазичастицы твердого тела, подчиняющиеся статистике Бозе—Эйнштейна.

Согласно закону сохранения импульса

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p} - \hbar \mathbf{q}, \quad (3)$$

где \mathbf{p} и \mathbf{p}' — импульсы первичного электрона до и после рассеяния, \mathbf{q} — волновой вектор плазменного возбуждения (рис. 42, а). Закон сохранения энергии для этого случая записывается в виде

$$E(\mathbf{p}') = E(\mathbf{p}) - \hbar \omega_{pv} = E(\mathbf{p}) - \Delta E_{pv}. \quad (4)$$

Плазмон является вполне определенным элементарным возбуждением (квазичастицей) лишь при малых переданных ему импульсах

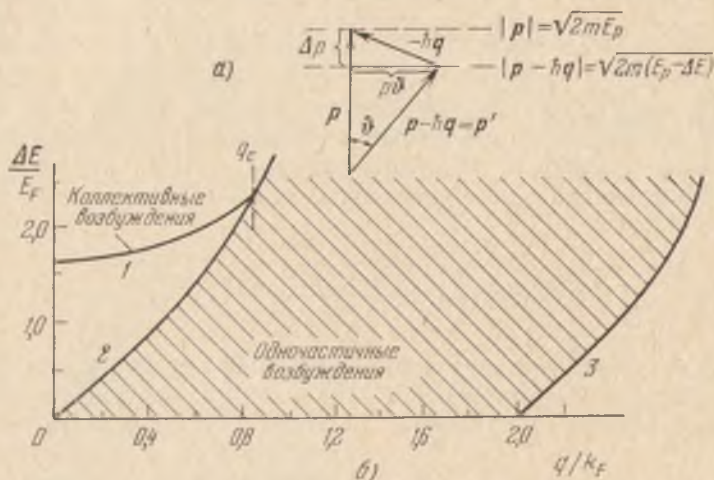


Рис. 42. Закон сохранения импульса при неупругом рассеянии первичного электрона о образовании плазмона (а) и зависимость потери энергии ΔE от волнового вектора плазмона q (б). E_F и $\hbar k_F$ — энергия и волновое число электрона на уровне Ферми [297].

$|\hbar \mathbf{q}|$, когда длина волны плазменных колебаний $\lambda_q = 2\pi/|\mathbf{q}|$ велика по сравнению со средним расстоянием R_0 между свободными электронами *). С ростом $|\mathbf{q}|$ величина λ_q стремится к R_0 и рассеяние становится одноэлектронным, т. е. плазмонный спектр начинает перекрываться со спектром одночастичных возбуждений (рис. 42, б). Плазмоны при этом быстро затухают, образуя пары

*) Длина волны плазмона λ_q может рассматриваться как параметр удара [10]. Это означает, что при малых $|\mathbf{q}|$ первичный электрон может возбудить плазмон еще до того, как он войдет внутрь мишени. При этом сначала возбуждаются более длинноволновые колебания твердотельной плазмы, а лишь потом — коротковолновые; то же самое происходит при выходе электрона из мишени.

электрон—дырка. Пайнс [289] показал, что критическое значение волнового числа объемного плазмона определяется выражением

$$q_c = 0,353 k_F (R_0/a_0)^{1/2}, \quad (5)$$

где k_F — волновой вектор электрона на уровне Ферми, a_0 — боровский радиус, R_0 — среднее расстояние между свободными электронами, определяемое по формуле

$$R_0 = \left(\frac{3}{4\pi N} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Величина q_c при малых углах ϑ связана с предельным углом плазмонного рассеяния ϑ_c следующим выражением:

$$\vartheta_c = \hbar q_c / p = 0,353 (k_F/k_p) (R_0/a_0)^{1/2}, \quad (7)$$

где $k_p = p/\hbar$ — волновое число первичного электрона. При $\vartheta < \vartheta_c$ потери носят коллективный характер, при $\vartheta > \vartheta_c$ происходят столкновения на близких расстояниях, носящие индивидуальный характер. В промежуточном случае ($0 < \vartheta < \vartheta_c$) плазменная частота имеет дисперсию, т. е. $\hbar\omega$ зависит от $|q|$ [227, 286]:

$$\hbar\omega \approx \hbar\omega_{pv} \left(1 + \frac{3}{10} \frac{\langle v_F^2 \rangle}{\omega_{pv}^2} q^2 + \dots \right), \quad (8)$$

где $\langle v_F^2 \rangle$ — среднее значение квадрата скорости электронов на поверхности Ферми. Кривая 1 на рис. 42, б отражает закон дисперсии объемного плазмона.

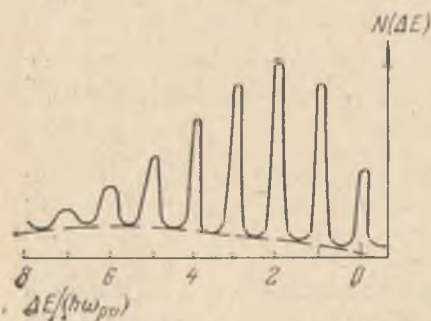


Рис. 43. Спектр ХПЭП для пленки Al [288]; $\hbar\omega_{pv} = 14,7$ эВ.

Заштрихованная область между кривыми 2 и 3 соответствует возбуждению электронно-дырочных пар [297]. Быстрые первичные электроны, проходя через пленки твердого тела, могут испытывать несколько последовательных взаимодействий с образованием объемных плазмонов. В некоторых случаях удается наблюдать до 7—10 пиков объемных плазменных потерь (рис. 43). Вероятность одновременного образования двух плазмонов пренебрежимо мала [297]. Пики, соответствующие возбуждению плазмонов, являются

относительно узкими (1—10 эВ). Их полуширина $\Delta E_{1/2}$ определяется затуханием плазмона и обычно не превышает ~ 10 эВ

($\tau_{pv} \sim \hbar/E_{1/2} \sim 10^{-16}$ с). Для большинства исследованных веществ значения $\hbar\omega_{pv}$ лежат в пределах от 3 до 30 эВ. Например, для Al $\hbar\omega_{pv}=14,7$ эВ, для Mg $\hbar\omega_{pv}=10,6$ эВ, для Ag $\hbar\omega_{pv}=4,1$ эВ*). В работах Штейнмана [299] и Аракавы и др. [300] при исследовании ХПЭП одновременно наблюдалось электромагнитное излучение из простреливаемых электронами металлических пленок на длинах волн, соответствующих возбуждению объемных плазмонов. Так, из Al наблюдалось излучение на волне $\lambda=815 \pm 15 \text{ \AA}$, из Mg — на волне $\lambda=1400 \text{ \AA}$, а из Ag — на волне $\lambda=3400 \text{ \AA}$. Эти факты указывают на существование некоторого механизма преобразования энергии продольных колебаний плотности электронного облака в энергию поперечных колебаний электромагнитного поля.

Величина ХПЭ, связанных с возбуждением плазмонов, не зависит от энергии первичных электронов E_p и угла падения пучка φ на поверхность мишени. Однако величина ΔE_n зависит от угла наблюдения θ , отсчитываемого от направления падения

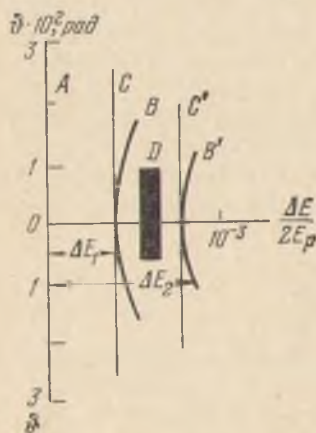


Рис. 44. Диаграмма, характеризующая зависимость величины ХПЭП от угла рассеяния [286].

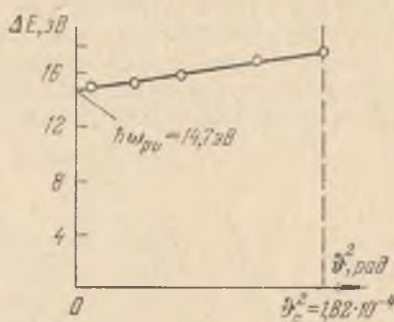


Рис. 45. Зависимость энергии объемного плазмона в алюминии от угла рассеяния (закон дисперсии плазмона); $E_p=45$ кэВ [304].

первичного пучка (рис. 44 и 45) [286, 301, 304]. В этом и проявляется дисперсия частоты плазмона. На рис. 44 приведена диаграмма, характеризующая зависимость величины потерь энергии ΔE_1 и ΔE_2 от угла θ . Видно, что плазменные линии потерь,

*) Обычно в таблицах указываются лишь две значащие цифры, так как измеряемые на опыте значения ΔE_{pv} представляют собой результат усреднения по всем импульсам ($0 < \hbar q \leq \hbar q_c$), при которых плазмон может существовать как определенная квазичастица.

отмеченные буквами B и B' , указывают на возрастание потерь энергии с ростом ϑ . Как показано в [286, 301, 302], это возрастание находится в количественном согласии с выражением (8) для закона дисперсии плазменной частоты. Широкая линия потерь D , не относящаяся к плазменным колебаниям, не обнаруживает ни угловой зависимости.

На рис. 45 приведена зависимость $\hbar\omega_{pv}$ от $\vartheta^2 = (q/k_p)^2$ для пленки Al [304]. Видно, что закон дисперсии (8) хорошо подтверждается данными эксперимента. Выражение (8) можно переписать в виде

$$\Delta E/E_p \approx \Delta E_{pv}/E_p + 2D\vartheta^2, \quad (9)$$

где

$$D \approx {}^{3/5} E_F / \Delta E_{pv} \quad (10)$$

есть константа дисперсии энергии плазмона, которая может быть определена на опыте из наклона кривой $\Delta E(\vartheta^2)$. По данным рис. 45 для алюминия $D = 0,37$. Подставляя в (10) энергию плазмона $\Delta E_{pv} = 14,7$ эВ, можно определить энергию Ферми E_F . Для Al получим $E_F = 9,1$ эВ, что находится в согласии с величинами E_F , определенными другим путем. Таким образом, измерение угловой зависимости ХПЭП в случае возбуждения объемных плазмонов может служить способом определения такой важной характеристики твердого тела, как энергия Ферми.

Дифференциальное «сечение рассеяния»*) на угол ϑ (для малых ϑ) можно получить, исходя из закона дисперсии плазмона.

Как показано в [292],

$$\frac{d\sigma_{pv}(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi a_0} \frac{\vartheta_E}{\vartheta_E^2 + \vartheta^2}, \quad (11)$$

где $\vartheta_E = \Delta p/p = \Delta E_{pv}/2E_p$. Полная величина тормозной способности при объемном плазменном рассеянии на угол $\vartheta \leq \vartheta_c$

$$\sigma_{pv} = 2\pi \int_0^c \sigma_{pv}(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (12)$$

Подставляя (11) в (12) и производя интегрирование, получим

$$\sigma_{pv} \approx \frac{\Delta E_{pv}}{2E_p a_0} \ln \left(\frac{\vartheta_c}{\vartheta_E} \right) = \frac{\Delta E_{pv}}{2E_p a_0} \ln \left[\frac{E_p}{2\Delta E_p} \left(\frac{R_0}{a_0} \right)^{1/2} \right]. \quad (13)$$

Отсюда длина свободного пробега по отношению к возбуждению

*) В данном случае «сечение рассеяния» σ_{pv} имеет размерность обратной длины свободного пробега λ_{pe}^{-1} первичного электрона для возбуждения объемного плазмона.

объемного плазмона

$$\lambda_{pv} = \frac{a_0}{\Phi_E \ln(\Phi_c/\Phi_E)} = \frac{2a_0 E_p}{\Delta E_{pv} \ln[(\hbar q_c/\Delta E_{pv})(2E_p/m)^{1/2}]}. \quad (14)$$

Видно, что $\lambda_{pv} \propto E_p$ и $\lambda_{pv} \propto 1/\Delta E_{pv} \propto N^{-1/2}$. Умножив $\Delta E_{pv} = \hbar\omega_{pv}$ на $1/\lambda_{pv}$, получим величину удельных потерь на коллективные колебания:

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_{\text{кол}} = \frac{\Delta E_{pv}}{\lambda_{pv}} = \frac{2\pi N' e^4}{E} \ln \frac{q_c v}{\omega_{pv}}. \quad (15)$$

Для индивидуальных потерь при переходе из основного состояния 0 в возбужденное состояние n с передачей энергии $\Delta E_n = \hbar\omega_{0n}$ согласно формуле Бете—Блоха *)

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_{\text{инд}} = \frac{2\pi N' e^4}{E} f_{0n} \ln \frac{q_1 v}{\omega_{0n}}, \quad (16)$$

где N' — плотность электронов в данной среде, f_{0n} — доля электронов среды, принимающих участие в дипольном переходе с частотой ω_{0n} («сила осциллятора»). Из сравнения выражений (15) и (16) видно, что при условии $N = N' f_{0n}$ они совпадают, если $q_c \approx q_1$ и $\omega_{pv} \approx \omega_{0n}$. Даже если q_c и q_1 и ω_{pv} и ω_{0n} несколько отличаются, то поскольку они стоят под знаком логарифма, то вызванные этим изменения в относительной величине удельных потерь не могут быть большими.

Суммирование индивидуальных потерь по всем возможным переходам атома дает $\sum_n f_{0n} = Z$. Таким образом, при достаточном высоких значениях E_p отношение коллективных потерь к индивидуальным

$$\frac{(dE/dz)_{\text{кол}}}{(dE/dz)_{\text{инд}}} = \frac{N}{ZN'} \frac{\ln(q_c v/\omega_{pv})}{\ln(E/I)}, \quad (17)$$

где $I = \text{const} \cdot Z$ — средний потенциал ионизации атома, N — плотность «свободных» (валентных) электронов. Это соотношение означает, что коллективные потери в легких элементах играют более заметную роль, чем в тяжелых.

Если для описания потерь энергии электронов в твердом теле использовать феноменологическую диэлектрическую модель [226, 297], то можно показать, что интенсивность передачи энергии от первичного электрона к электронному газу определяется величиной $\text{Im} \epsilon^{-1}(k\omega)$, где $\epsilon(k\omega)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость среды, зависящая от частоты и волнового вектора.

По существу, $\epsilon(k\omega)$ характеризует отклик электронного газа на слабые внешние возмущения, зависящие от координат и от

*) См. формулы (28) и (32) в § 4.

времени. Если не рассматривать пространственную дисперсию, то комплексная диэлектрическая проницаемость твердого тела может быть записана в виде [226]

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi e^2 N'}{m} \sum_n \frac{f_{0n}}{\omega_{0n}^2 - \omega^2 - i\Gamma_{0n}\omega}, \quad (18)$$

где Γ_{0n} — постоянные затухания для переходов $0 \rightarrow n$. Без учета затухания ($\Gamma_{0n} = 0$), при условии, что $\omega \gg \omega_{0n}$ и $N' \sum_n f_{0n} \approx N$, из (18) получим формулу для диэлектрической проницаемости электронной плазмы:

$$\varepsilon(\omega) \approx 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = 1 - \left(\frac{\omega_{pv}}{\omega}\right)^2. \quad (19)$$

Видно, что условие существования плазменных колебаний с частотой $\omega = \omega_{pv}$ есть

$$\varepsilon(\omega) = 0. \quad (20)$$

Более строгое выражение для ω_{pv} , учитывающее дисперсию плазмона, можно получить, приравняв нулю действительную часть выражения для комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon(k\omega) = \varepsilon_1(k\omega) + i\varepsilon_2(k\omega). \quad (21)$$

Положение первого объемного плазмонного пика $\hbar\omega_{pv}$, как правило, близко к значению $\hbar\omega$, при котором $\varepsilon_2(\omega) = 0$, а $\text{Im} \varepsilon^{-1}(\omega)$ достигает максимума (рис. 46). При этом же значении $\hbar\omega$ располагается так называемый плазменный минимум на кривой оптического отражения вещества мишени $R(\hbar\omega)$. Таким образом, если пики, со-

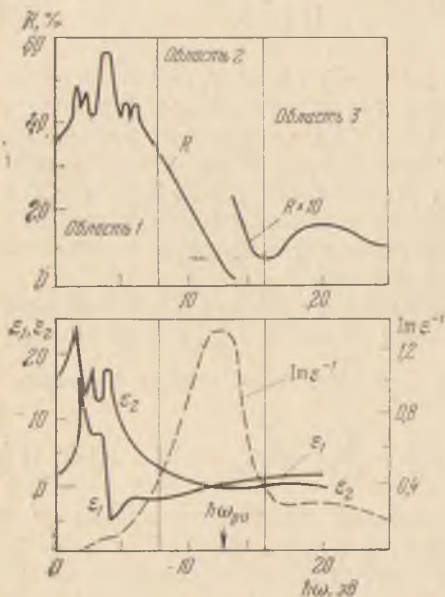


Рис. 46. Зависимость коэффициента отражения R , диэлектрических проницаемостей ε_1 и ε_2 и функции потерь $\text{Im} \varepsilon^{-1}$ от энергии фотонов $\hbar\omega$ для InSb ($\hbar\omega_{pv} = 12,7$ эВ) [297].

ответствующие междузонным переходам, коррелируют с положением максимумов в спектре оптического поглощения, то в области плазмонного пика (область 2) вещество ведет себя как система почти свободных электронов, для которой характерно наличие «отсечки» — критической частоты излучения, способного пройти через металл или полупроводник [292].

Эффект деполяризации некоторых плазменных мод у поверхности раздела двух сред должен вызывать существенное изменение энергии объемного плазмона $\hbar\omega_{pv}$ и приводить к возникновению поверхностных мод колебаний электронного газа («поверхностных волн») с импульсом $\hbar q_{\parallel}$, направленным вдоль поверхности раздела.

Впервые на возможность существования таких мод было указано в 1957 г. в работе Ритчи [290]. Он показал, что наряду с пиком потерь на частоте ω_{pv} должен существовать пик на частоте $\omega_{ps} \approx \omega_{pv}/\sqrt{2}$. Штерн и Феррел [291] дали простую интерпретацию этому явлению на основе феноменологической диэлектрической модели. Дисперсионное уравнение для случая границы раздела плазмы с диэлектрической проницаемостью ϵ_A и некоторой среды с проницаемостью ϵ_B записывается в виде

$$\epsilon_A(\omega) + \epsilon_B(\omega) = 0. \quad (22)$$

Если в рассматриваемой области частот $\epsilon_B(\omega) = \text{const}$, а

$$\epsilon_A(\omega) \approx 1 - (\omega_{pv}/\omega)^2,$$

то

$$\omega_{ps} \approx \omega_{pv}/(1 + \epsilon_B)^{1/2}. \quad (23)$$

Для случая границы поверхности плазмы с вакуумом ($\epsilon_B = 1$) имеем

$$\omega_{ps} \approx \omega_{pv}/\sqrt{2}. \quad (24)$$

С учетом толщины L диэлектрической пленки, граничащей с плазмой, и волнового числа объемного плазмона q дисперсионное уравнение для поверхностного плазмона имеет вид *) [291]

$$\omega_{ps} = \omega_{pv} \left[\frac{\epsilon_B + \text{th}(qL)}{2\epsilon_B + (1 + \epsilon_B^2) \text{th}(qL)} \right]^{1/2}. \quad (25)$$

При $qL > 1$ (точнее при $qL \geq 2$) $\text{th}(qL) \rightarrow 1$, и выражение (25) переходит в формулу (23). При $qL \rightarrow 0$ получаем формулу (24)

Экспериментально поверхностные плазмоны в наиболее чистом виде, по-видимому, впервые были исследованы в 1960 г. Пауэллом и Свэном [274]. Наблюдать эту моду плазменных колебаний в случае быстрых электронов, слабо взаимодействующих с поверхностными областями мишени, весьма затруднительно **).

*) В работе [301] соотношение (25) было использовано для определения методом измерения ХПЭ толщины окисного слоя на поверхности GaAs.

**) Поверхностную моду колебаний плазмы иногда называют субплазменной.

Поэтому основные данные о свойствах субплазменных колебаний получены методом изучения ХПЭ на отражение (ХПЭО) при средних энергиях первичных электронов (0,1—1,5 кэВ). На рис. 47 приведены спектры ХПЭО для алюминия при различных стадиях его окисления [274]. Видно, что в случае чистой поверхности металла имеются два четко выраженных пика с $\Delta E_{ps} = 10,3$ эВ и $\Delta E_{pv} = 15,3$ эВ, причем $\Delta E_{pv}/\Delta E_{ps} \approx \sqrt{2}$. По мере окисления алюминия интенсивность линии на частоте ω_{ps} падает и появляется новая смещенная («модифицированная») линия $(\Delta E_{ps})_{\text{мод}} \approx \hbar\omega_{pv}/\sqrt{3}$ на частоте, соответствующей границе плазмы с оксидным слоем ($\epsilon_B \approx 2$). При наличии на поверхности толстого слоя Al_2O_3 спектр состоит практически из одного широкого максимума с $\Delta E_n \approx 22$ эВ. Этот пик совпадает с положением пика, обнаруженного Ледером [302] в его опытах по изучению ХПЭ при простреле пленок Al_2O_3 . В работах австралийских физиков [274—280] были исследованы спектры ХПЭО в идентичных условиях более чем для 30 элементов периодической таблицы и для многих соединений. При этом наблюдались спектры двух типов: 1) узкие линии, связанные с возбуждением поверхностных и объемных плазмонов, и 2) широкие линии,

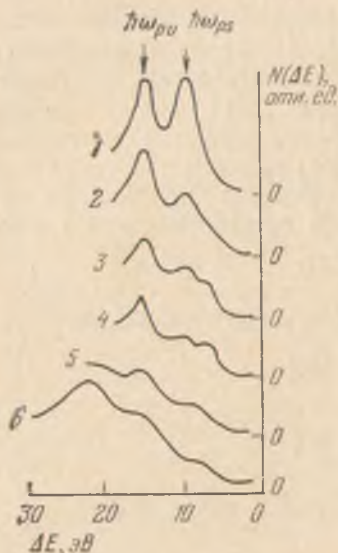


Рис. 47. Спектры ХПЭО для алюминия и Al_2O_3 при различных стадиях окисления поверхности [274]: 1 — чистый Al, 6 — Al_2O_3 , 2—5 — промежуточные состояния.

обладающие заметной «внутренней» тонкой структурой [278]. Структура широких максимумов особенно заметно проявляется в случае переходных металлов группы железа (Cr, Mn, Fe, Co, Ni), а также группы Pd и группы Pt, для которых характерны междузонные переходы с участием электронов d -зоны. В этом случае идентификация какого-либо из пиков с плазмонными пиками затруднительна, если использовать для этого лишь теоретическое значение $\hbar\omega_p$. Дело в том, что само по себе определение величины $\hbar\omega_p$ не является достаточным для идентификации пика, так как для вычисления $\hbar\omega_p$ можно либо учитывать только s -(p -) электроны, либо учитывать также и d -электроны. Сложно также расшифровывать спектры редкоземельных металлов (РЗМ) [250—256]. Однако в случае РЗМ, по-видимому, можно считать установленным, что электроны незаполненной $4f$ -оболочки, число которых по ряду РЗМ возрастает от 0 до 14, не принимают уча-

ствия в плазменных колебаниях [255]. Плазмоны, как правило, отчетливо проявляются в тех веществах, для которых одновременно выполняются следующие два условия: 1) имеется достаточно обособленная в энергетическом отношении группа электронов (типа валентных) и 2) энергия плазмона $\hbar\omega_p$, соответствующая колебаниям электронов этой группы, достаточно далеко отстоит от характерных для данного вещества междузонных переходов. (В противном случае плазмоны будут быстро затухать из-за сильных плазмон-электронных взаимодействий [294 — 296].)

Для идентификации пиков ХПЭ в случае переходных и редкоземельных металлов обычно используется то обстоятельство, что интенсивности пиков, соответствующих потерям энергии различной природы, по-разному зависят от энергии первичных электронов E_p и угла падения ϕ пучка на поверхность мишени [169, 255, 305]. С ростом E_p амплитуда пика, соответствующая поверхностному плазмону, уменьшается по сравнению с амплитудой пика объемного плазмона, а с ростом угла ϕ эти интенсивности ведут себя противоположным образом (рис. 48 и 49). На рис. 48

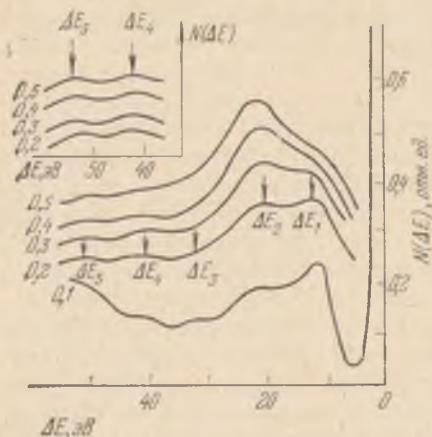


Рис. 48. Изменение относительной интенсивности пиков в спектрах ХПЭО для грани (111) монокристалла вольфрама в зависимости от энергии первичных электронов E_p (цифры у кривых — в кэВ) [169, 305]. Кривые нормированы на пик УОЭ.

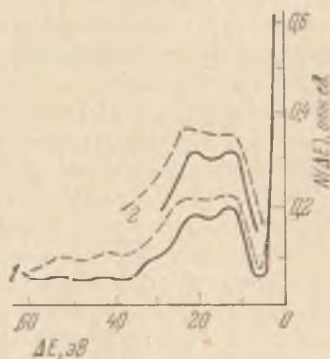


Рис. 49. Влияние на спектры ХПЭО для грани (111) монокристалла вольфрама угла падения ϕ первичных электронов [169, 305] для $E_p = 0,2$ кэВ (кривые 1) и $0,3$ кэВ (кривые 2). Штриховые кривые — $\phi \approx 0$, сплошные — $\phi \approx 30^\circ$.

приведены спектры ХПЭО для грани (111) монокристалла W, снятые при пяти различных значениях E_p . Видно, что отношение интенсивностей пиков ΔE_1 (11,2 эВ) и ΔE_2 (21,2 эВ) уменьшается с увеличением E_p . При $E_p = 100$ эВ амплитуда пика ΔE_1 выше, чем пика ΔE_2 , при $E_p = 200$ эВ амплитуды пиков становятся одинаковыми,

а при $E_p = 500$ эВ пик ΔE_2 выражен значительно сильнее пика ΔE_1 . Интересно, что при этом отношение амплитуд пиков ΔE_4 (42 эВ) и ΔE_5 (51,5 эВ) практически не изменяется, а пик ΔE_3 (32 эВ) с ростом E_p становится практически незаметным при $E_p > 300$ эВ. Из рис. 49 видно, что с ростом угла φ (сплошные кривые) амплитуда пика ΔE_1 увеличивается по отношению к амплитуде пика ΔE_2 . Отношение амплитуд пиков ΔE_4 и ΔE_5 от угла φ не зависит. Аналогичные результаты были получены в [169] при исследовании ХПЭ в Mo, Nb и Si, а также в [250 — 256] при исследовании ХПЭ для РЗМ. Такое поведение пиков ΔE_1 и ΔE_2 объясняется изменением «времени жизни» первичного электрона у поверхности мишени с изменением E_p и φ . Расчет величины $\hbar\omega_{pv}$ по формуле (2) для W дает величину 22,8 эВ, если считать, что все шесть $5d$ - и $6s$ -электронов принимают участие в колебаниях. Эту величину потерь естественно сопоставить с пиком ΔE_2 (21,2 эВ). Тогда потерю ΔE_1 (11,2 эВ) следует отождествить с поверхностным плазмоном, хотя энергия, рассчитанная по формуле (24), больше величины ΔE_1 . Возможно, что для переходных и редкоземельных металлов формула Ритчи не выполняется [255]. Как правило, энергии поверхностных плазмонов для переходных металлов, регистрируемые на опыте, меньше расчетных [305, 306]. Возможная причина этого состоит в различном влиянии поляризационных колебаний ионных остатков на объемную и поверхностную моду колебаний электронного газа. Пик ΔE_3 (32 эВ) объясняется в [304] как комбинация поверхностного и объемного плазмонов ($\Delta E_1 + \Delta E_2 = 32,4$ эВ). Его исчезновение при $E_p > 300$ эВ в этом случае связано с уменьшением времени жизни первичного электрона у поверхности. Величины потерь ΔE_4 (42 эВ) и ΔE_5 (51,5 эВ) и поведение этих пиков с изменением E_p и φ говорят, что они связаны с междузонными переходами.

Вятским [222] была построена теория неупругого рассеяния электронов в твердых телах, основанная на зонном приближении. Электроны решетки описываются в ней блоховскими функциями. Потери энергии движущимся в кристалле первичным электроном регулируются действием правил отбора для импульсов. Полученное им выражение для наиболее вероятной потери энергии ΔE_n при взаимодействии электрона средней энергии с электронами решетки, вытекающее из правила отбора для импульсов и закона сохранения энергии, имеет вид

$$\Delta E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi n}{a} \right)^2, \quad (26)$$

где a — постоянная решетки, $n^2 = h^2 + k^2 + l^2$ — целочисленный индекс, характеризующий индексы плоскости (hkl). Формула

(26) может быть представлена в удобном для расчетов виде

$$\Delta E_n (\text{эВ}) \approx 150 (n/a)^2, \quad (27)$$

где a выражено в ангстремах.

Выражение (26) по существу совпадает с условием интерференции Брэгга для волн де Бройля, соответствующих электрону с энергией ΔE_n и импульсом $p = \sqrt{2m\Delta E_n}$, направленным перпендикулярно рассматриваемой системе плоскостей (hkl) . Число n имеет смысл порядка дифракции. Это вполне естественно, так как зонная теория твердого тела является аналогом динамической теории дифракции (ДТД) (см. подробнее § 3).

Таким образом, первичный электрон при индивидуальных взаимодействиях может передавать электронам решетки лишь такие порции энергии ΔE_n , которые соответствуют собственным модам ψ -волн, распространяющихся в определенных направлениях $\langle hkl \rangle$ в кристаллической решетке с заданными межплоскостными расстояниями a_{hkl} . Характерной особенностью потерь энергии, связанных с междузонными переходами, является то, что для веществ с одинаковым типом кристаллической решетки

$$\Delta E_n a_{hkl}^2 = \text{const.} \quad (28)$$

Эта закономерность экспериментально впервые была подтверждена в 1955 г. в работе [230] при изучении ХПЭО в щелочно-галогидных монокристаллах (см. также [31, 32, 273]). Год спустя Ледер, Мендловиц и Мартон [307] опубликовали работу по изучению ХПЭП в пленках NaCl, KCl и KBr. Они также обнаружили подобие спектров ХПЭ у этих веществ, имеющих гранецентрированную кубическую решетку, а также у некоторых металлов с одинаковой кристаллической структурой (Cu и Zn, Au и Pt). На основе этой закономерности спектры ХПЭ данного вещества A могут быть рассчитаны, если известен спектр ХПЭ другого вещества B с той же кристаллической структурой. Для этого нужно умножить значения энергий пиков потерь для вещества B на квадрат отношения постоянных решетки:

$$(\Delta E_n)_A = (\Delta E_n)_B (a_B/a_A)^2.$$

В 1958 г. в работе [29] было показано, что тонкая структура на восходящем участке кривых $\sigma(E_p)$ у всех щелочно-галогидных кристаллов при $0 < E_p \leq 50$ эВ также может быть совмещена введением нормирующего множителя $\sim 1/a^2$. Это говорит о соответствии между величинами ХПЭ и тонкой структурой кривой $\sigma(E_p)$.

Как показано в § 2, изучение неупругой дифракции медленных электронов (НДМЭ) от металлических и полупроводниковых кристаллов позволяет получать информацию о законе дисперсии частоты и постоянной затухания поверхностного плазмона [127—

139]. На рис. 50 приведены спектры ХПЭ для грани (111) монокристалла Al [129, 136], снятые при трех углах наблюдения θ .

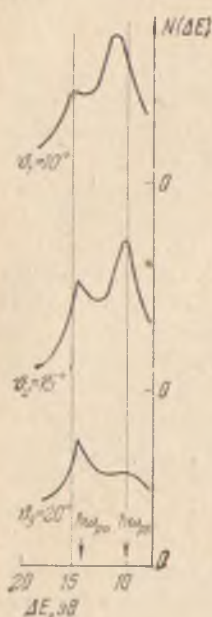


Рис. 50. Изменение относительной интенсивности пиков объемного и поверхностного плазмонов для грани (111) монокристалла Al для трех углов наблюдения θ [129, 136].

Угол $\theta_2 = \theta_B = 15^\circ$ точно соответствует выполнению условия Брэгга для дифрагированного пучка нулевого порядка. Видно, что при небольшом изменении угла наблюдения θ относительно брэгговского угла θ_B происходит существенное изменение относительной интенсивности пиков ΔE_1 и ΔE_2 , соответствующих возбуждению поверхностного и объемного плазмонов в Al, а именно с увеличением угла наблюдения происходит уменьшение амплитуды пика ΔE_{ps} и рост пика ΔE_{pv} . Наблюдается также небольшой сдвиг максимума ΔE_{ps} к меньшим значениям потери энергии при увеличении угла θ . При этом пик ΔE_{pv} практически не смещается. Дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона в Al имеет вид [129]:

$$\hbar\omega_s(p_{\parallel}) = 10,1 - 0,7p_{\parallel} + 10p_{\parallel}^2, \quad (29)$$

где $p_{\parallel} = \hbar q_{\parallel}$ — составляющая импульса плазмона, параллельная поверхности ($10^{-2} \leq p_{\parallel} < < 1 \text{ \AA}^{-1}$), $\hbar\omega_s(p_{\parallel})$ — в эВ.

Особую ветвь спектроскопии ХПЭ представляет спектроскопия низких и сверхнизких ХПЭ на отражение. В 1960 г. в работе [273] было показано, что в щелочно-галогидных кристаллах при малых E_p ($5 \leq E_p \leq 50$ эВ) можно наблюдать ХПЭ, связанные с возбуждением и ионизацией локальных состояний, лежащих в запрещенной зоне (F -центры и т. п.).

Пропст и Пайлер [308] применили монохроматизированный пучок с энергией $E_p = 4,5$ эВ и разбросом $\Delta E_p \sim 0,5$ эВ для изучения ХПЭ в адсорбированных на поверхности слоях воды, окиси углерода, водорода и азота. Они наблюдали ХПЭ в интервале от 0 до 0,8 эВ, объяснив их возбуждением колебательных состояний в изучаемых системах. При этом выявилась интересная особенность: значения частот колебаний, определенные из величин ХПЭ, существенно отличаются от хорошо известных частот колебаний молекулярных систем $H - H$ и $N - N$. Это говорит о полной диссоциации молекул H_2 и N_2 на поверхности.

Использование электронных монохроматоров (см. § 5 гл. III) позволяет также наблюдать ХПЭ при возбуждении поверхностных мод колебаний атомов в кристаллической решетке. При этом вблизи пика упруго отраженных электронов кроме пиков,

связанных с передачей дискретных порций энергии $\hbar\omega_{ls}$ поверхностным модам колебаний решетки («красные» сателлиты), наблюдаются пики электронов с энергией $E_p + n\hbar\omega_{ls}$ («фиолетовые» сателлиты). Спектр ХПЭ, полученный в работе [54] для случая фононного квазиупругого отражения электронов от монокристалла ZnO, приведен на рис. 4. Объемные моды фононных колебаний можно изучать методом прострела тонких монокристаллов моноэнергетическим пучком быстрых электронов [55]. Наблюдаемое рассеяние электронов на квантованных тепловых колебаниях решетки имеет много общего с явлением комбинационного рассеяния света на колебаниях атомов в молекулах или колебаниях атомов в кристаллах (рамановское рассеяние, рассеяние Мандельштама — Ландсберга). В связи с этим наблюдаемые в опытах по квазиупругому рассеянию электронов пики с потерями энергии можно было бы называть стоксовскими компонентами спектра, а пики, расположенные по другую сторону от упругого пика, — антистоксовскими. Зависимость интенсивности этих компонент от температуры кристалла в случае электронного рассеяния [54] совпадает с характерными особенностями температурной зависимости интенсивности стоксовской и антистоксовской компонент при комбинационном рассеянии света. Так же, как и в случае комбинационного рассеяния, изменение спектра моноэнергетического электронного луча при его квазиупругом взаимодействии с кристаллом можно рассматривать как частотную модуляцию волн де Бройля собственными частотами колебаний кристаллической решетки.

§ 7. Электронная оже-спектроскопия

Электронная оже-спектроскопия (ЭОС) *) является одним из наиболее чувствительных неразрушающих методов контроля элементного и химического состава поверхности и приповерхностных слоев металлов, полупроводников и диэлектриков [228, 229, 232 — 236, 311]. С помощью ЭОС в настоящее время удастся зарегистрировать на поверхности слой вещества с толщиной, соответствующей всего лишь $10^{-2} - 10^{-3}$ монослоя атомов с $Z \geq 3$. Однако ЭОС — это не только метод качественного элементного и химического анализа поверхности. Как видно из диаграммы рис. 51, в настоящее время имеется более десяти различных областей физики, пленочной и полупроводниковой технологии, в которых метод ЭОС уже сейчас широко используется для исследования электронной зонной структуры вещества, для измерения толщины тонких (монослойных и субмонослойных) пленок, измерения распределения элементов по толщине образцов, процессов

*) В зарубежной литературе: Auger electron spectroscopy (AES).

диффузии примесей, их миграции по поверхности, эпитаксиального роста пленок и т. п. Кроме того, методом ЭОС при его дальнейшем усовершенствовании и теоретическом обосновании, по-видимому, можно будет пользоваться и для количественного

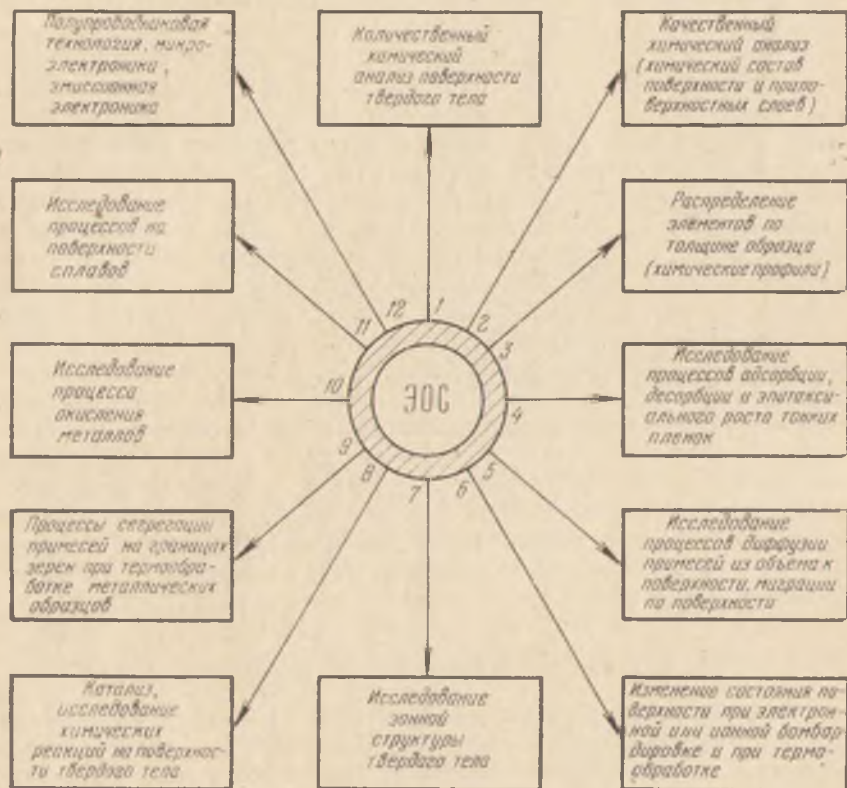


Рис. 51. Области применения метода электронной оже-спектроскопии.

анализа приблизительно с такой же точностью ($\sim 5\%$), которой обладает метод рентгеноспектрального микроанализа [310]. Почти 30 лет разделяет открытие в (1925 г.) Оже [312] процесса испускания электронов с характерными для каждого атома значениями энергии и опубликование Лэндером [228] статьи, в которой впервые было предложено использовать этот эффект для анализа химического состава поверхностей. Однако прошло еще 15 лет (в течение которых появилась лишь одна работа [229] по наблюдению оже-электронов в энергетическом спектре вторичных электронов), прежде чем метод ЭОС получил широкое распространение благодаря работам Харриса [313], Вебера и Пэриа [314]

и Палмберга и др. [315], в которых были предложены существенные методические усовершенствования (электрическое дифференцирование кривой распределения вторичных электронов по энергиям $N(E_s)$ [313], использование в качестве анализаторов оже-спектров аппаратуры для ДМЭ [314] и цилиндрического электростатического зеркала [315]).

Число работ по электронной оже-спектроскопии, опубликованных начиная с 1967 г., уже столь велико, что не только не представляется возможным в пределах одного параграфа изложить накопленный по этому вопросу материал, но даже невозможно привести здесь достаточно полный список литературы по данному вопросу. В связи с этим ограничимся лишь рассмотрением физических основ метода ЭОС (см. также § 5).

Элементы с $3 \leq Z \leq 14$ легко определяются по KLL -оже-переходам (см. рис. 37, *е*). Начиная с $Z = 14$ (Si) возможно наблюдение также LMM -переходов. Для идентификации элементов с $40 \leq Z \leq 79$ наиболее удобны пики MNN . Тяжелые элементы испускают также оже-электроны, соответствующие NOO -переходам, однако они слишком сложны, чтобы их использовать для идентификации элементов. Интенсивность оже-пиков зависит от энергии возбуждающих электронов E_p , поскольку от E_p зависит сечение ионизации σ_{in} начального уровня *) [316]:

$$\sigma_{in}(E_p) = \frac{2\pi e^4 Z_n b_n}{E_p E_n} \ln \frac{4E_p}{B_n E_n}, \quad (1)$$

где E_n — критический потенциал возбуждения n -й оболочки, Z_n — число электронов на уровне E_n ; $b_n = 0,35$ для K -оболочки, $0,25$ для L -оболочки и $0,2$ для M -оболочки; $B_n = 1,65 + 2,35 \exp(1 - E_p/E_n)$. Для низких значений энергии ($E_p/E_n \sim 1$) величина $B_n \approx 4$ и $\ln(E_p/E_n) \rightarrow 0$. При этом выражение (1) для области, примыкающей к порогу ионизации, можно приближенно записать в виде

$$\sigma_{in}(E_p) \approx \frac{2\pi e^4 Z_n b_n}{E_n^2} \left(1 - \frac{E_n}{E_p}\right). \quad (2)$$

Видно, что σ_{in} быстро уменьшается с увеличением энергии связи E_n . Поэтому KLL -оже-пики трудно обнаружить для элементов с $Z > 14$ ($E_K > 2$ кэВ). Величина σ_{in} при $E_p > E_n$ возрастает и достигает максимума при $E_p/E_n \approx 2,5 - 3$ (рис. 52, штриховая кривая).

Ток оже-электронов

$$I_{\text{оже}}(E_p) \propto N_x \sigma_{in}(E_p), \quad (3)$$

где N_x — число атомов данного элемента в детектируемом объеме.

*) См. также формулу (21) в § 4.

Расхождение между ходом кривых $\sigma_{in}(E_p)$ и $I_{Оже}(E_p)$ (на рис. 51 они приведены к одному масштабу при $E_p/E_n = 1,5$) при $E_p > 2 E_n$ связано с влиянием не-

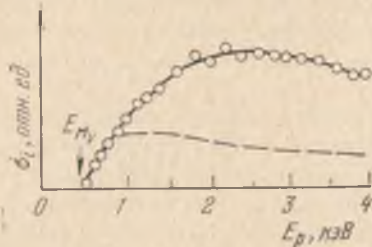


Рис. 52. Теоретическая зависимость сечения ионизации уровня M_V сурьмы от E_p (пунктирная кривая) [317] и нормированная зависимость от E_p тока оже-электронов для перехода $M_V N_V N_V$ [318].

упруго отраженных электронов (НОЭ), которые обладают энергией, достаточной для возбуждения уровня M_V . Вклад НОЭ (η) монотонным образом зависит от E_p (см. рис. 33) и при $E_p > 1$ кэВ монотонно растет с ростом Z (см. рис. 34).

Расчеты интегрального коэффициента НОЭ η и функций распределения НОЭ $N(E_s, \theta)$ по энергиям E_s и углам вылета θ представляют большие сложности для области энергий, характерной для оже-спектроскопии (см. § 4). В то же время без достаточно точного расчета вклада НОЭ в продуцирование электронов Оже невозможен количественный химический анализ с помощью метода ЭОС.

Эта же проблема имеется и в методе рентгеноспектрального анализа [310], где для теоретического расчета пространственного и спектрального распределения рентгеновского излучения из толстой мишени необходима детальная информация о процессах рассеяния и торможения электронов в твердом теле. Трудность теоретического учета многократного рассеяния связана с необходимостью решать сложное интегро-дифференциальное уравнение для функции распределения электронов $f(R, v, t)$ (уравнение переноса или транспортное уравнение Больцмана) [319, 320]. В то же время само транспортное уравнение для описания процесса НОЭ имеет весьма ограниченное применение, так как оно в основном относится к случаю бесконечной мишени. Бишоп [321, 322] для расчета η и $N(E_s, \theta)$ использовал метод Монте-Карло. В этом методе с помощью ЭВМ моделируются траектории отдельных электронов в мишени. Для определения направления и энергии электрона после каждого акта рассеяния используется система псевдослучайных чисел. Выборка из большого числа случайных траекторий (5000) дает соответствующее распределение, а также характеризует среднее расстояние, проходимое электроном между актами рассеяния. В работе [322] каждая из 5000 траекторий разбивалась на 25 шагов. На каждом этапе рассеяние вычислялось на основе теории многократного рассеяния Гаудсмита — Саундерсона [323]. Величина сечения при однократном рассеянии вычислялась с помощью экранированного резерфордского сечения [324], умноженного на $(Z + 1)Z$

для учета процессов неупругих столкновений [325]:

$$\sigma(E, \theta) = 5,2 \cdot 10^{-21} Z(Z+1) [E(1+2\alpha - \cos \theta)]^{-2}, \quad (4)$$

где E — энергия электронов в кэВ, $\alpha = 3,4 \cdot 10^{-3} \cdot Z^{2/3}/E$. Потери энергии определялись по формуле Бете [326] для непрерывных потерь:

$$-\frac{dE}{d(ps)} = 7,85 \cdot 10^4 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E} \ln \left(\sqrt{\frac{e}{2}} \frac{E}{I} \right), \quad (5)$$

где s — траекторный пробег электрона, A — атомный вес, e — основание натуральных логарифмов *). Значения среднего потенциала ионизации I брались из таблиц Нелмс [327]. Бишопом [322] были проведены расчеты η и $N(E_s)_\theta$ для ряда элементов (C, Al, Ti, Cu, Ag, Au). Рассчитанные значения η согласуются с опытом в области малых Z , но для высоких Z коэффициенты НОЭ оказываются завышенными. Энергетическое распределение $N(E_s)_\theta$, рассчитанное при $E_p = 30$ кэВ и $\theta = 135^\circ$ для Cu и Au, согласуется с экспериментальными кривыми $N(E_s)_\theta$ (см. рис. 36, а) в своей низкоэнергетической части, но существенно отличается от эксперимента в высокоэнергетической области.

Для количественных расчетов интенсивности пиков Оже необходимо

либо знать величину интеграла $\int_{\pi/2}^{\pi} \int_{E_n}^{E_p} N(E, \theta) \sigma(E, \theta) d\theta dE_s$,

либо работать вблизи критической энергии ионизации, когда этот интеграл достаточно мал. Поскольку оже-электроны выходят в вакуум из очень тонкого приповерхностного слоя λ_0 , то при использовании метода ЭОС иногда считают, что при $L_{эфф} \gg \lambda_0$ ($L_{эфф}$ — пробег первичного электрона) в зоне выхода оже-электронов первичный пучок создает равномерную плотность ионизованных атомов **). Это существенно упрощает оценки абсолютных интенсивностей, однако не решает вопроса до конца. Дело в том, что число выходящих из мишени электронов Оже зависит также от угла падения ϕ первичного пучка на образец, от степени шероховатости (от топографии) поверхности и от глубины выхода $\lambda_0(E_s)$ оже-электронов с определенной энергией E_s . Точный учет всех этих факторов, в большинстве случаев встречаю-

*) Формула (5) отличается от формулы (34) в § 4 лишь коэффициентом $\sqrt{e/2} = 1,166$ под знаком \ln . Формула (4) представляет собой, по существу, сумму двух сечений: упругого рассеяния $\sigma_r \propto Z^2$ (см. § 1) и неупругого рассеяния $\sigma_n \propto Z$.

**) При рентгеноспектральном анализе такое предположение заведомо неверно, так как характеристические рентгеновские лучи могут выходить из всей толщи мишени, возбуждаемой электронным пучком [310].

щихся на практике, оказывается настолько сложным, что вопрос о возможности установления количественного соотношения между высотой оже-пика и концентрацией атомов N_x до сих пор нельзя считать окончательно решенным. Расчеты показывают, например, что обратнорассеянные электроны имеют в 2—3 раза более высокую вероятность ионизации, чем первичный пучок. Это связано, по-видимому, с тем, что обратнотидущий поток электронов имеет большую длину пробега в приповерхностной области по сравнению с первичными электронами. Обратнорассеянные электроны возбуждают в основном низкоэнергетичные оже-электроны. Высокоэнергетичные электроны продуцируются почти исключительно первичным пучком. С увеличением угла ϕ область образца, в которой первичный пучок теряет свою энергию, сокращается и приближается к зоне выхода оже-электронов. Это должно приводить при $E_p = \text{const}$ к росту токов оже-электронов при скольжении угле падения по сравнению со случаем нормального падения *). Одновременно может изменяться и функция распределения НОЭ по энергиям. Это приводит к изменению вида кривой $I_{\text{Оже}}(E_p)$. Так, по данным работы [330] при переходе от нормального угла падения к скользящему (20° к поверхности мишени) углу падения электронов на пленку углерода толщиной около одного монослоя максимум кривой $I_{\text{Оже}}(E_p)$ для оже-пика углерода сдвигается от $E_p \approx 6E_K$ до $E_p \approx 22E_K$.

Глубина выхода оже-электронов λ_0 из металлов лежит в интервале от ~ 4 до 25 \AA для электронов с энергией от 50 до 2000 эВ. Обычно под λ_0 в металлах понимают средний свободный пробег по отношению к электрон-электронному взаимодействию. Например, для пленок Мо, нанесенных на W, по данным [331] величина λ_0 составляет 5, 8 и 24 \AA для энергий E_s , равных соответственно 51, 350 и 1740 эВ. Теоретическая оценка [332] зависимости интенсивности пиков Оже от толщины поверхностного слоя образца находится в согласии с экспериментальными результатами. Однако строгой теории, позволяющей рассчитывать $\lambda_0(E_s)$, до сих пор нет, поскольку одновременно необходимо учитывать как односторонние взаимодействия оже-электронов с электронами валентной зоны, так и возбуждение коллективных колебаний. Величина λ_0 при этом существенно зависит от структуры валентной зоны исследуемого материала или материала, в котором определяется количество той или иной примеси.

Количественные измерения еще более усложняются, если исследуется образец с неоднородным распределением примеси по

*) Зависимость $I_{\text{Оже}}(\phi)$ может быть использована для получения информации о распределении данного элемента (примеси) по глубине образца в пределах приповерхностного слоя [328, 329].

зоне выхода оже-электронов. В этом случае атомы поверхностного слоя будут давать больший вклад в оже-пик, чем атомы второго или третьего слоев.

Конкурирующим процессом при оже-переходах является испускание рентгеновских фотонов. Вероятность испускания рентгеновских лучей w_x сравнима с вероятностью эмиссии Оже при $E_p \approx 4 \text{ кэВ}$. При $E < 4 \text{ кэВ}$ оже-процессы являются более вероятными. В ЭОС обычно используются первичные электроны с энергией $E_p < 2 \text{ кэВ}$ (ионизация K -оболочки у элементов с $Z \leq 14$ или L -оболочки у элементов с $Z \leq 38$). Вероятность w_x эмиссии характеристических фотонов таких энергий составляет около 3% от полной вероятности перехода, т. е. при $E_p < 2 \text{ кэВ}$ девозбуждение атома за счет эмиссии электронов Оже является наиболее вероятным процессом. Таким образом, интенсивность пиков Оже является сложной функцией, зависящей от вероятности оже-перехода, энергии первичных электронов E_p , угла падения электронов φ на образец, топографии поверхности и глубины выхода $\lambda_0(E_s)$ оже-электронов. Для монослоя атомов кислорода на меди предсказанный теорией выход составляет $10^{-4} - 10^{-5} KLL$ -оже-электрона на каждый первичный электрон [317]. Связь между $I_{\text{Оже}}$ и степенью покрытия θ поверхности для этого случая (при $i_p = 10^{-6} \text{ А}$) имеет вид $I_{\text{Оже}}(\text{А}) = 10^{-11}\theta$.

Энергетическая ширина оже-пигов не зависит от степени монохроматичности первичного пучка и определяется четырьмя факторами: 1) уширением, связанным с временем жизни вакантного состояния ($\Delta E \sim \hbar/\Delta t$), 2) шириной уровней (зон), участвующих в переходе, 3) потерями энергии при выходе оже-электронов из твердого тела и 4) разрешающей способностью применяемого энергоанализатора.

Так как время существования состояния начальной ионизации составляет $10^{-14} - 10^{-16} \text{ с}$, то в соответствии с принципом Гайзенберга это приводит к неопределенности в энергии пика, не превышающей нескольких электрон-вольт. Второй фактор (ширина верхнего уровня) играет существенную роль лишь в том случае, если в переходе участвует валентная зона (например, переход KLV). В этом случае уширение составляет величину порядка ширины зоны, если только один электрон зоны принимает участие в переходе, или порядка удвоенной ширины зоны, если электроны зоны дважды участвуют в переходе (например, переход KVV). Третий фактор (потери энергии) существен лишь в том случае, если оже-электроны испускаются атомами, не находящимися на поверхности мишени. В этом случае может происходить уширение пика Оже: в его низкоэнергетической части появляется «хвост» или возникают сателлиты в результате возбуждения объемных и поверхностных плазмонов [333 — 336]. На рис. 53 приведен спектр Оже чистого магния (а) и окиси магния (б). Видно, что слева от

KLL -оже-пика Mg (1186 эВ) возникает серия узких плазменных пиков ХПЭ, отсутствующая в спектре MgO . Дженкинс и Чанг [336] кроме пиков слева от интенсивного пика Оже наблюдали

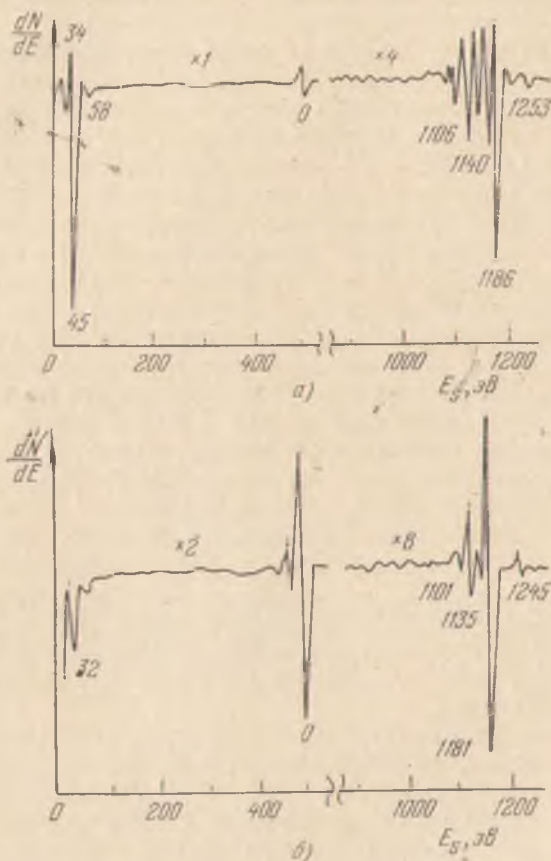


Рис. 53. Оже-спектры магния (а) и окиси магния (б) [311] при $F_p = 3$ кэВ, $i_p = 50$ мкА.

дополнительные слабо выраженные максимумы в области энергий, несколько больших энергии оже-пика. Эти дополнительные особенности авторы [336] связывают с возможностью «поглощения» плазмонов — процессом, обратным возбуждению коллективных колебаний электронного газа. Малая интенсивность сателлитов объясняется авторами низкой вероятностью процесса поглощения плазмонов. Однако более вероятным процессом, в результате которого появляются смещенные в область больших энергий пики Оже, является одновременное возбуждение одного атома двумя первичными электронами.

Спектры оже-электронов элементов одного периода таблицы Менделеева сходны между собой, а положение пиков Оже смещается с ростом Z в область больших энергий (рис. 54).

Из рис. 53 видно, что при окислении металла происходит не только изменение формы оже-спектра, но и смещение положения пика на несколько электрон-вольт (так называемый химический сдвиг). На рис. 55 приведены KLL -оже-спектры углерода для различных химических и кристаллических состояний. Здесь отчетливо видно, что различным состояниям углерода соответствует

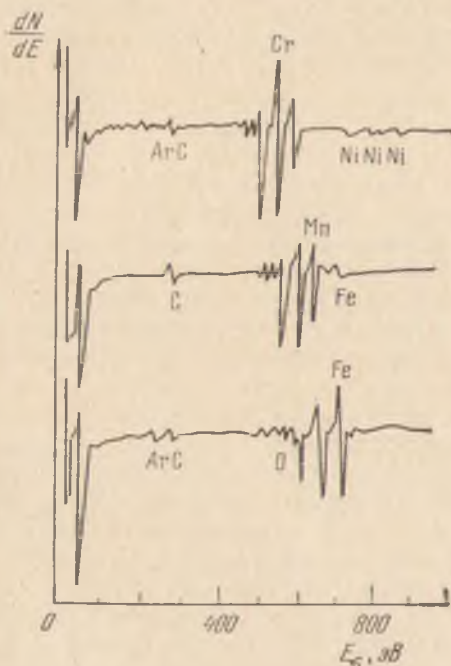


Рис. 54. Оже-спектры соседних элементов (Cr, Mn, Fe) четвертого периода таблицы Менделеева [311]: $E_p = 3$ кэВ, $i_p = 50$ мкА.

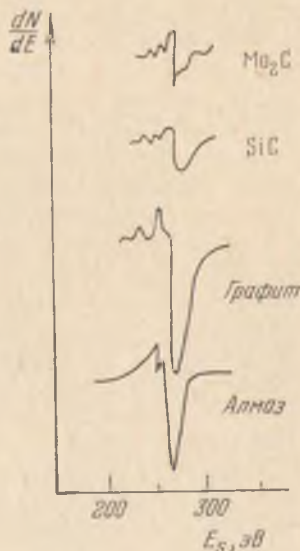


Рис. 55. Оже-спектр углерода для различных химических и кристаллических состояний углерода [337].

не только разная форма спектра, но и несколько разное положение пиков по оси энергий. Это дает возможность определять не только наличие углерода на поверхности мишени, но и химическое состояние карбидных загрязнений на поверхности образца. К «химическим эффектам» при исследовании оже-пиков относятся: 1) энергетические сдвиги атомных уровней за счет появления двух вакантных мест в электронной оболочке атома (поляризация электронной оболочки положительно заряженными «дырками»);

2) изменения в форме пика, связанные с перераспределением электронов в валентной зоне; 3) изменения в форме пика, связанные с потерями энергии электронов в окружающем атом материале.

Зигбан и др. [232] выполнили большой цикл исследований химических сдвигов с помощью метода ЭСХА. В этом случае сдвиги непосредственно связаны с первой из указанных причин и проявляются только в смещении фотоэлектронных пиков, поскольку в методе ЭСХА положение электронного пика зависит только от энергии кванта и положения одного из атомных уровней.

Значительно сложнее интерпретировать химические сдвиги в случае ЭОС, поскольку в переходе участвуют три уровня. При этом

$$\Delta E_{\text{хим}} = E_X - E_Y - E_Z - (E_X + \Delta_X - E_Y - \Delta_Y - \\ - E_Z - \Delta_Z) = -\Delta_X + \Delta_Y + \Delta_Z, \quad (6)$$

где Δ_X , Δ_Y , Δ_Z — соответственно сдвиги внутренних уровней X , Y , Z . В общем случае эти сдвиги могут быть не равны, и однозначно объяснить общий химический сдвиг в этом случае не представляется возможным. Если в оже-переходах принимают участие электроны валентной зоны, то ситуация еще более усложняется из-за перераспределения электронов в валентной зоне. Например, при окислении металла изменяется не только положение, но и форма оже-пика [311, 339]. Несмотря на эти трудности, изучение химических сдвигов в оже-спектрах позволяет получить полезную информацию о химическом окружении элементов. В работе [340] высказывается мнение, что при изучении химического состояния присутствующих на поверхности атомов весьма перспективно изучение узких пиков квазиатомной тонкой структуры. В случае диэлектриков нужно также учитывать сдвиг оже-пиков вследствие зарядки поверхности [311]. Потенциал поверхности зависит от величины коэффициента ВЭЭ $\sigma(E_p, \varphi)$, от расстояния d до окружающих образец электродов и потенциалов на них *). При нулевой разности потенциалов между металлической подложкой диэлектрической мишени и коллектором поверхность диэлектрика заряжается до равновесного положительного потенциала, обычно не превышающего 5 В.

Определение истинного энергетического положения пиков Оже при использовании метода многосеточного квазисферического анализатора с тормозящим полем требует учета контактной разности потенциалов между образцом и тормозящей сеткой.

*) Вопросы, связанные с зарядкой диэлектриков, подробно рассмотрены в § 6 гл. I. Глава VIII посвящена методам измерения потенциала поверхности диэлектриков.

Кроме того, точность анализа зависит в этом случае от правильного выбора величины «антидинаatronного» потенциала U_{gc} между тормозящей сеткой и коллектором *).

Для проведения количественных измерений необходимо выбрать правильный способ отсчета амплитуды оже-пика исследуемого вещества. При хорошо выраженных оже-пиках их амплитуда обычно определяется как расстояние по вертикали между положительным и отрицательным выбросами кривой $dN(E_s)/dE_s$. Если же низкоэнергетическая часть пика сильно размыта, то на кривой $dN(E_s)/dE_s$ будет обнаруживаться только отрицательный выброс, либо «ступенька». В этом случае интенсивность оже-пика измеряется по отрицательному выбросу, либо по отклонению «ступеньки» от фона. Очевидно, что при этом в измерения вносятся некоторая неопределенность, связанная с произвольным выбором начала отсчета. Более правильные результаты дает подсчет площади под оже-пиком на кривой энергетического распределения $N(E_s) = F(E_s)$, которая пропорциональна количеству присутствующего элемента. Если предположить, как это сделано в [341], что вид функции $F(E_s)$ и пределы интегрирования при вычислении площади под пиком не зависят от степени покрытия θ , то при увеличении количества вещества на мишени в n раз площадь под пиком должна возрасти во столько же раз. Следовательно,

$$N_n(E_s) = nF(E_s), \quad (7)$$

$$dN_n(E_s)/dE_s = nF'(E_s). \quad (8)$$

Таким образом, если форма пика не зависит от θ , то величина производной должна быть линейной функцией количества материала (рис. 56), а экстремальные точки на кривой не должны смещаться.

Для калибровки оже-спектров применяются два способа: 1) адсорбционный метод и 2) метод эталонов. В первом методе, который применяется более часто, на поверхность мишени напыляется определенное количество изучаемого вещества, определяемое независимым способом. К таким способам относятся: 1) дифракция медленных электронов (см. § 2), 2) эллипсометрия [343, 344], 3) метод радиоактивных изотопов [345], 4) метод измерения количества вещества по минимуму работы выхода $\phi(\theta)$, 5) метод кварцевого резонатора **) и др.

Следует отметить, что точная калибровка возможна лишь в том случае, когда нет агломерации напыляемого вещества. Кроме того, нанесение одного и того же количества вещества на раз-

*) См. подробнее § 4 гл. IV.

**) Способы измерения толщины тонких пленок более подробно рассмотрены в § 9 гл. III.

личные подложки приводит к разной интенсивности оже-пиков из-за изменения вклада неупруго рассеянных электронов.

В случае метода эталонных (стандартных) образцов атомная концентрация N_X элемента X в первом приближении определяется по формуле

$$N_X = N_{X\text{эт}} (I_X / I_{X\text{эт}}), \quad (9)$$

где I_X и $I_{X\text{эт}}$ — соответственно амплитуды оже-пиков с изучаемого и с эталонного образца. Очевидно, что это приближение

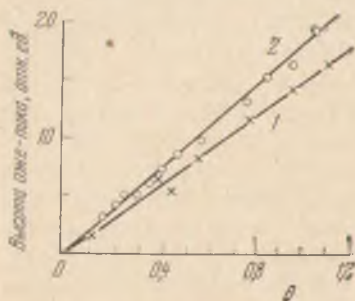


Рис. 56. Зависимость амплитуды оже-пика кислорода на грани (111) Si от степени покрытия [342]. 1 — измерения в трехсегментном энергоанализаторе с тормозящим полем, 2 — измерения с помощью цилиндрического электростатического зеркала.

справедливо лишь в предположении совпадения функций распределения возбуждения и условий выхода оже-электронов в обоих случаях. Если условия движения электронов в образцах существенно различны, то это может привести к существенным ошибкам в измерении N_X . Эталонный образец должен иметь минимум примесей и постоянно поддерживаться в очень чистом состоянии. Он не должен, в частности, изменять свои свойства при различных термических обработках, проводимых в приборе с изучаемыми образцами.

Метод ЭОС в сочетании с растровой разверткой по поверхности узкого электронного луча (см. § 6 гл. XI)

позволяет получать не только усредненные по поверхности, перекрываемой пучком, распределения химических элементов, но и сведения о локальной концентрации [346, 347]. Для определения состава образца не только на поверхности, но и по толщине слоя (химические профили) метод ЭОС применяется в сочетании с травлением образца ионами аргона или ксенона [311, 347, 348]. Использование энергоанализаторов типа цилиндрического зеркала обеспечивает очень высокую скорость регистрации спектров (до 10^4 В/с), что позволяет изучать динамику оже-пиков при процессах адсорбции, десорбции, миграции, диссоциации соединений при электронной бомбардировке и при ионном травлении образцов. Например, химические профили могут быть получены путем напуска в прибор аргона при давлении 10^{-5} тор. Такое количество Ar не оказывает влияния на работу электронной пушки и анализатора электронов и позволяет травить образец со скоростью $\sim 5 \text{ \AA/с}$. На рис. 57 приведены спектры Оже для различных стадий ионного травления пластинки кремния, окисленной после осаждения на нее фосфора [311]. Полученные таким

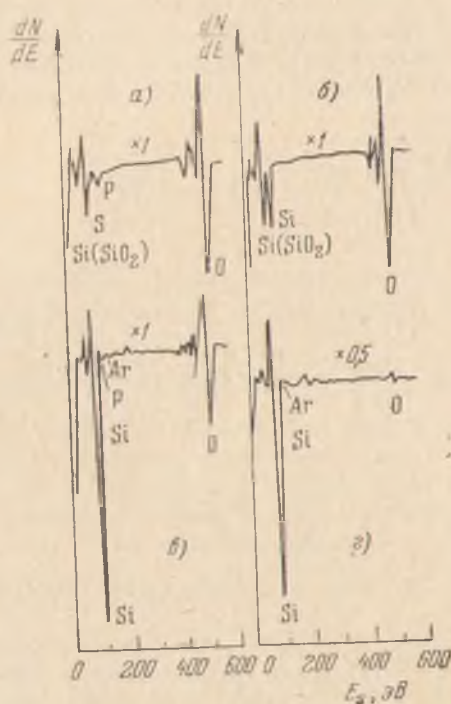


Рис. 57. Оже-спектры, снятые для различной глубины L с окисленной пластинки кремния, на которую предварительно был нанесен слой фосфора [311]: а) перед ионным распылением, $L=0$, б) $L=1000$, в) $L=2000$, г) $L=2500$ Å.

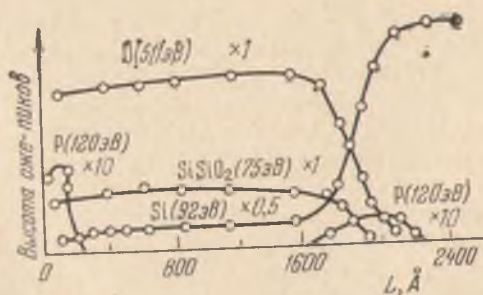


Рис. 58. Химические профили для окисленной пластинки кремния, на которую перед окислением был нанесен слой фосфора [311].

путем химические профили образца показаны на рис. 58. Видно, что атомы фосфора распределились неравномерно по толщине окисленного слоя: максимальное их число собралось у верхней и нижней границ оксидной пленки. Эти результаты показывают,

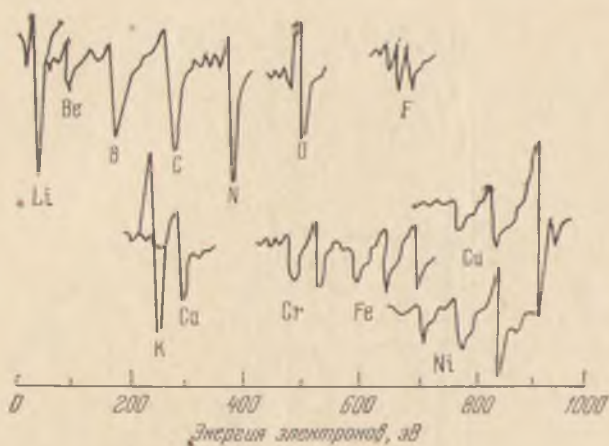


Рис. 59. Типичные оже-спектры некоторых элементов [357].

что ЭОС в сочетании с ионным травлением является удобным методом изучения химического состава тонких пленок и переходных областей между поверхностью и объемом твердого тела. Предельное линейное разрешение этого метода ограничивается лишь статистической природой ионного распыления.

Число публикаций по различным вопросам ЭОС быстро увеличивается [349 — 358]. Имеются каталоги оже-переходов для различных элементов [356]. Типичные оже-спектры для некоторых легких элементов показаны на рис. 59.

Глава III

Основные элементы экспериментальных приборов и способы приготовления объектов исследования

§ 1. Ненакаливаемые источники первичных электронов

Всякий прибор, предназначенный для исследования взаимодействия электронов с твердым телом, должен состоять по крайней мере из трех основных частей: источника первичных электронов, мишени и коллектора. В зависимости от поставленной задачи и требуемой точности измерений эти три элемента могут иметь различное конструктивное оформление, быть очень простыми или, наоборот, весьма сложными.

В тех случаях, когда требуется высокая степень моноэнергетичности первичных электронов, применяют электронные пушки с фильтрами скоростей (монокроматорами) различного типа (см. § 5 настоящей главы). Фильтры скоростей используются также в составе коллекторов вторичных электронов для «отсева» определенной группы электронов, если необходимо исследовать пространственное распределение электронов (например, для задержки истинно-вторичных и неупруго рассеянных электронов в методе ДМЭ). При изучении энергетического распределения вторичных электронов между мишенью и коллектором помещаются различные энергоанализаторы.

Первичными электронами могут быть электроны любого происхождения. Однако для точных измерений необходимо иметь источник, который давал бы возможность получить направленный и хорошо сфокусированный пучок с наименьшим энергетическим разбросом, т. е. достаточно моноэнергетический. В качестве такого источника используют различные конструкции электронных пушек.

Первоначально в качестве источника электронов использовалась газоразрядная плазма. Этот источник не может полностью удовлетворить указанным выше требованиям; он оказался весьма неудобным и был вскоре оставлен. В 1947 г. Индуни [1] была разработана новая конструкция газоразрядной электронной пушки

для электронного микроскопа с достаточно большим разрешением. В пушке Индуни эмиссия электронов происходит вследствие бомбардировки холодного катода ионами. Пушка сконструирована таким образом, что в пучок попадают только электроны, выбитые из катода. Это обеспечивает сравнительно малый (~ 2 эВ) разброс электронов по энергиям. Катод пушки имеет вид цилиндра и может поворачиваться для замены сработавшего места. Это обеспечивает долговечность и надежность работы этого источника электронов. Пушка Индуни позволяет получать пучки электронов с плотностью тока до 10 мА/мм^2 .

Неудобство пушки состоит в необходимости непрерывной подачи в нее газа (воздуха). Давление в газоразрядном промежутке, отделенном от остальной части прибора диафрагмой с малым отверстием, подбирается таким, чтобы расстояние катод — анод было меньше длины свободного пробега молекул газа (при анодном напряжении 50 кВ рабочее давление порядка нескольких сотых тора).

В ряде работ вместо термокатада в электронных пушках в качестве источника электронов использовались фотокатоды [2, 3]. Применение фотокатода весьма удобно при изучении временных характеристик, когда необходимо получить импульс первичного тока с очень крутым фронтом (порядка нескольких наносекунд). Для этого на фотокатод фокусируется свет от искрового разряда в воздухе. Время нарастания световых импульсов искры имеет величину порядка 3 нс [3]. В качестве фотокатода может быть использован, например, сурьмяно-цезиевый катод *). Все более широкое распространение получают так называемые оптоэлектронные катоды на основе полупроводниковых структур с отрицательным электронным сродством χ [4 — 7]. В качестве малогабаритного источника света в таких катодах обычно используются полупроводниковые светодиоды. Они представляют собой $p - n$ -переходы, изготовленные из соединений типа $A^{III}B^V$, обладающих большой вероятностью излучательной рекомбинации. Тонкопленочный фотокатод с $\chi < 0$ может быть нанесен методом эпитаксии непосредственно на $p - n$ -переход [6, 7]. Для формирования сфокусированного пучка в пушках с фотокатодом обычно применяется продольное магнитное поле.

В качестве ненакаливаемых катодов могут использоваться также инжекционные катоды на основе полупроводниковых систем с отрицательным сродством [8, 9], обратные смещенные диоды Шоттки, представляющие собой различные МДМ- или МПДМ-структуры («сэндвичи») [10], диспергированные металлические пленки [11], холодные катоды на основе пленок двуокиси олова [12].

*) При этом необходимо учитывать возможность изменения свойств изучаемой мишени вследствие попадания на нее паров цезия.

Подробному рассмотрению физических процессов, происходящих в этих катодах, технологии их изготовления и их параметров посвящена книга группы авторов [13]. Здесь необходимо лишь отметить, что наряду с большими преимуществами ненакаливаемые катоды, изготовленные, например, из диспергированных металлических пленок или из пленок SnO_2 , имеют существенный недостаток — очень широкий спектр начальных скоростей. Это связано с неэквипотенциальностью таких катодов. Этого недостатка не имеют катоды типа МДП-структур, в которых эмиссия идет с эквипотенциальной поверхности верхнего металлического электрода.

В качестве холодного катода в электронных пушках, создающих интенсивный пучок с очень малым диаметром, могут применяться автоэлектронные катоды из тугоплавких металлов (W, Ta, Mo, Re) [14], металлоподобных тугоплавких соединений (LaB_6 , ZrC) [15—17] и полупроводников (Si, Ge) [18, 19]. Импульсные электронные пучки могут быть получены с помощью вторично-электронного резонансного разряда (ВЭРР) на СВЧ в узком вакуумном зазоре между плоскими металлическими или полупроводниковыми поверхностями [20, 21].

§ 2. Термокатоды электронных пушек

В электронных пушках, используемых в стандартных электронно-лучевых трубках, обычно применяется подогревной эквипотенциальный оксидный катод. В экспериментальных приборах вместо оксидного катода часто используются прямоканальные катоды из чистых металлов (вольфрам, тантал), а также металлопористые пропитанные (импрегнированные) катоды [22], катод из гексаборида лантана (LaB_6) и др. Эти катоды, в отличие от оксидного, выдерживают многократное воздействие воздуха и не требуют специальной активировки. Прямоканальным катодам из вольфрамовой проволоки обычно придают V-образную форму или форму спирали. Для получения достаточного первичного тока вольфрамовые катоды в электронных пушках часто работают при температурах, достигающих 2500—2700 К, что сокращает срок их службы. Увеличение диаметра катода повышает срок службы, однако при этом необходимо повышать ток накала. Это ведет к росту магнитного поля, создаваемого током накала, что вредно сказывается на работе пушки. Особенно вредны для получения хорошо сфокусированного моноэнергетического пучка магнитные поля, возникающие при нагревании катода переменным током.

Влияние падения напряжения по длине прямоканального металлического катода можно уменьшить при помощи подключения к выводам катода сопротивления, к средней точке которого прикладывается потенциал U_p . Тем не менее, при рабочей темпе-

ратуре вольфрамового катода разброс энергий у термоэлектронов может превышать 0,8 эВ, вследствие неполной эквипотенциальности катода и большего, чем у оксидного катода, теплового разброса.

При использовании оксидных катодов в электронных пушках возможно осаждение на поверхность исследуемой мишени продуктов испарения катода (Ba, BaO и др.). Хотя такое напыление происходит медленно, однако в ряде случаев (особенно при малых энергиях первичных электронов) даже сравнительно небольшое изменение состояния поверхности мишени может привести к заметным искажениям результатов измерений. С другой стороны, при исследовании взаимодействия электронов с фоточувствительными эмиттерами следует избегать облучения мишени светом, идущим от раскаленного катода. Особенно велика интенсивность этого излучения в случае металлического катода, работающего при высоких температурах.

Для исключения попадания продуктов испарения катода на мишень и устранения ее засветки можно использовать один из двух путей. Первый путь состоит в изменении конструкции самой электронной пушки путем внесения в нее элементов, искривляющих траекторию пучка. Второй путь — использование обычных пушек, но изменение конструкции самих приборов. В этом случае уже сформированный пушкой пучок направляется на исследуемую мишень «из-за угла» с помощью электростатического или магнитного дефлектора [23]. Первый способ более удобен. Можно видоизменить первую линзу электронной пушки таким образом, чтобы ось пушки оказалась изогнутой. Для направления пучка во вторую линзу в этом случае используется либо внешний магнит (например в виде поперечно-намагниченного кольца), либо электрическое поле (рис. 1).

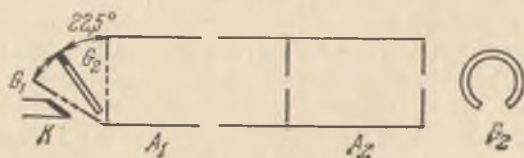


Рис. 1. Электронная пушка Фарисворта [24].

Конструкция пушки, изображенная на рис. 1, была предложена Фарисвортом [24]; она подобна пушке, разработанной им же еще в 1927 г. [25], и отличается лишь наличием отклоняющего подковообразного электрода G_2 и внеосевым расположением катода. Электрод G_2 устанавливается таким образом, чтобы центр его кривизны лежал на окружности, проходящей через центры катода K и отверстия в первом аноде A_1 . Размеры электродов не являются критическими. На электроды G_1 и A_1 , соединенные

вместе, подается по отношению к катоду ускоряющий потенциал ~ 70 В. При этом напряжение на отклоняющем электроде G_2 устанавливается между -100 и -200 В. Пушка хорошо работает при энергии первичных электронов в интервале от 1 эВ до 8 кэВ. Так как первая линза пушки описанной конструкции обладает некоторой селекцией по скоростям, то эта пушка обеспечивает более однородный по энергиям пучок, чем пушки обычных конструкций.

Если в пушке применяется оксидный катод, то пушка с магнитным отклонением имеет преимущество перед пушкой Фарнswortha, так как она позволяет избавиться от попадания на мишень отрицательных ионов, образующихся в области катода («ионная ловушка»). Электрическое поле в пушке Фарнswortha не селектирует частицы по массам, однако использование металлических катодов, не эмиттирующих отрицательных ионов, устраняет этот недостаток.

§ 3. Пространственные и энергетические неоднородности электронных пучков

Даже самые совершенные электронные пушки дают неоднородные пучки электронов. Во-первых, имеется геометрическая неоднородность распределения плотности электронов по сечению пучка. Во-вторых, имеется неоднородность энергии электронов в пучке.

Как показывают опытные данные, распределение плотности электронов по сечению пучка приближенно представляет собой колоколообразную функцию типа кривой Гаусса (рис. 2).

Параметром, характеризующим влияние пространственного заряда пучка на движение электронов в вакууме, является первеанс

$$P = i_p U_p^{-3/2}. \quad (1)$$

Расчеты [26—37] показывают, что влиянием пространственного заряда можно пренебрегать, если значение первеанса не превышает 10^{-8} А/В^{3/2} (микропервеанс $\leq 0,01$ мкА/В^{3/2}).

Обычно в экспериментальных приборах используются электронные пучки низкой интенсивности с микропервеансом, мень-

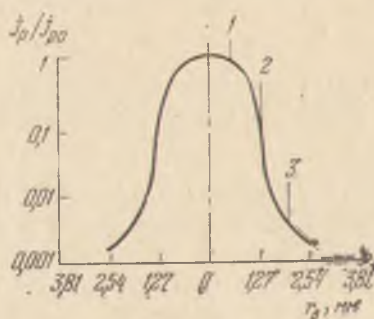


Рис. 2. Распределение плотности тока электронов по сечению пучка [37]: 1 — радиус «основной» части пучка, 2 — радиус «края» пучка, 3 — радиус «ореола» пучка.

шим 10^{-2} мкА/В^{3/2}. Однако при малых энергиях первичных электронов ($U_p \sim 1$ В) величина микропервеевса может возрасти до 0,1—1 мкА/В^{3/2}. В этом случае существенную роль начинает играть расходимость пучка вследствие действия радиальной составляющей напряженности поля пространственного заряда.

Расчеты расходимости пучка электронов при их движении в дрейфовом пространстве впервые были выполнены Лукошковым [26]. Универсальная кривая для расчета расходимости параллельного пучка в пространстве дрейфа, свободном от внешнего

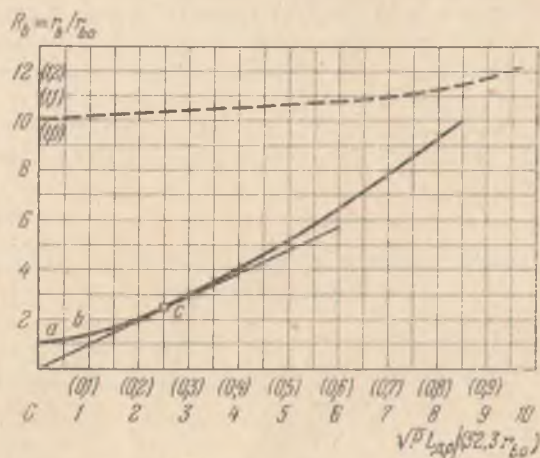


Рис. 3. Универсальная кривая огибающей луча для расчета расходимости электронного пучка в пространстве дрейфа, свободном от внешнего поля [26]. Штриховой кривой дан участок ab на кривой в увеличенном масштабе, c —точка максимального пропускания тока.

поля, приведена на рис. 3. По оси ординат здесь отложена величина относительной расходимости $R_b = r_b/r_{b0}$ (r_{b0} — начальный радиус пучка), а по оси абсцисс величина $\sqrt{P} L_{др}/(32,3 r_{b0})$, где $L_{др}$ — длина пролетного (дрейфового) пути пучка. Расширение пучка происходит тем сильнее, чем больше первеевс потока P и длина пути $L_{др}$ и чем меньше начальный радиус пучка r_{b0} . Например, при первеевсе $\sim 10^{-6}$ А/В^{3/2} лучок увеличивает свой диаметр в два раза на длине $L_{др}$, превышающей приблизительно в 12 раз начальный радиус пучка.

Так как в экспериментальных приборах, применяемых при изучении взаимодействия медленных электронов с твердыми телами, обычно величина $L_{др}/r_{b0} \geq 10$, то нельзя получить на мишени пятно малого диаметра, используя лишь геометрическое ограничение пучка при помощи диафрагм, как это нередко делается для получения пучков электронов средних и больших энергий.

Расхождение пучка медленных электронов можно предотвратить двумя способами. Первый из них, основанный на использовании продольного магнитного поля, нашел широкое применение в передающих телевизионных трубках с разверткой пучка медленных электронов — суперортиконе, видиконе, ортиконе. В экспериментальных приборах, где для анализа вторичных электронов по энергиям применяется метод задерживающего поля, использование продольного магнитного поля для фокусировки первичного пучка является недопустимым, так как при этом искажаются кривые задержки вторичного тока. Фокусировка пята на мишени в этом случае обычно осуществляется с помощью электрошной пушки с электростатическими линзами [25, 38].

Различие энергий электронов в пучке обусловлено тепловым разбросом энергий электронов и аномальным уширением спектра [39]. Следует учитывать также возможность разброса энергий электронов вследствие различных электронно-оптических эффектов, эмиссионных процессов и рассеяния электронов на краях диафрагм. Кроме того, при использовании неэквипотенциального катода электроны, эмиттируемые различными точками катода, имеют различную энергию.

Термоэлектроны пучка, ускоренные разностью потенциалов U_p (вольт), при максвелловском распределении электронов по скоростям движутся с наиболее вероятной скоростью (см/с)

$$\tilde{v}_p = 5,931 \cdot 10^7 \left(U_p + \frac{T_k}{11600} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где T_k — температура катода (в К). Для оксидного катода ($T_k \approx 1000$ К) наиболее вероятная начальная скорость электронов \tilde{v}_p соответствует энергии порядка 0,08 эВ, а для вольфрамового катода ($T_k \approx 2500$ К) — около 0,22 эВ. Полная ширина кривой максвелловского распределения термоэлектронов по энергиям на половине высоты, выраженная в эВ, равна

$$(\Delta E_T)_{1/2} = 2,54 \frac{T_k}{11600} \approx 0,22 \cdot 10^{-3} T_k. \quad (3)$$

В случае использования анализатора с задерживающим полем интегральное энергетическое распределение (кривая задержки тока термоэлектронов) имеет вид

$$I(x) dx = (1 + x) e^{-x} dx, \quad (4)$$

где $x = eU/(kT_k)$, $I(x) = i_T(eU)/i_{Tm}$; $i_T(eU)$ — число электронов с энергией, большей eU , i_{Tm} — полное число испускаемых термоэлектронов.

Согласно Леглеру [40] ширина спектра может быть определена из следующего выражения:

$$\Delta U N(\bar{U}) = \int_0^{\infty} N(U) dU, \quad (5)$$

где $N(\bar{U})$ соответствует значению дифференциального распределения $N(U)$ при наиболее вероятной энергии электронов $e\bar{U}$. Практически ΔU легко определить по пересечению прямой, соответствующей наибольшему наклону кривой задержки, с осью абсцисс и с линией $I(x) = 1$. Бёрш [39] для характеристики ширины интегрального максвелловского распределения ввел величину $\Delta U_{0,63}$, соответствующую тому наименьшему интервалу энергий, который содержит $1 - e^{-1} \approx 0,63$ от полного числа электронов пучка. Эта условная ширина спектра соответствует уменьшению тока пучка, попадающего в приемник, до $1/e$ от своей максимальной величины. Численный расчет дает *)

$$e\Delta U_{0,63} = \Delta x k T_K / e. \quad (6)$$

Для вольфрамового катода ($T_K = 2500$ К) из формулы (3) получим $(\Delta E_T)_{1/2} \approx 0,55$ эВ. Формула (6) дает для этого же случая величину $e\Delta U_{0,63} = 0,43$ эВ. Для оксидного катода ($T_K = 1000$ К) соответствующие величины равны: $(\Delta E_T)_{1/2} \approx 0,22$ эВ и $e\Delta U_{0,63} \approx 0,17$ эВ. Спектр энергий электронов, полученных из газоразрядной пушки, имеет примерно в три раза большую ширину, чем для источника с вольфрамовым катодом [41, 42].

Измерения, проведенные в [39, 43—47], показали, что в электронных пучках распределение не соответствует максвелловскому при данной температуре катода, а является более широким. Как следует из проведенных измерений, для оксидного катода при $i_p \sim 1$ мкА полуширина распределения электронов по энергиям порядка 0,4—0,5 эВ [48], для вольфрамового — порядка 0,7—0,8 эВ [39—43]. Лишь при очень малой плотности первичного тока ($j_p \leq 10^{-9}$ А/мм²) полуширина распределения приближается к тепловой $(\Delta E_T)_{1/2}$.

В работе [40] приведено выражение, хорошо описывающее зависимость величины аномального уширения $\Delta E_{\text{аном}}$ от плотности тока пучка и ускоряющего напряжения:

$$\Delta E_{\text{аном}} / \Delta E_T = C j_p^{1/3} / U_p^{1/3}, \quad (7)$$

где C — коэффициент пропорциональности.

Согласно теории, развитой в [40], причиной уширения спектра являются колебательные (релаксационные) процессы в простран-

*) В этой формуле e обозначает заряд электрона.

ственном заряде после его ускорения в электрическом поле. На рис. 4 приведена полученная Дитрихом [47] экспериментальная кривая, характеризующая изменение полуширины энергетического распределения $(\Delta E_p)_{1/2}$ первичного пучка, испущенного вольфрамовым катодом, с изменением тока пучка. Видно, что малый разброс первичных электронов по энергиям, близкий к ΔE_T , можно получить, лишь работая с предельно малыми токами. В работе [39] anomальное уширение приписывается колебаниям пространственного заряда электронов в пучке, индуцированным дробовым эффектом. Величина расширения энергетического спектра первичного пучка согласно [39, 44] есть функция силы тока i_p , расстояния $L_{др}$ от источника электронов до анализатора и диаметра пучка $2r_b$ у входа в анализатор. При $L_{др} > 5$ см

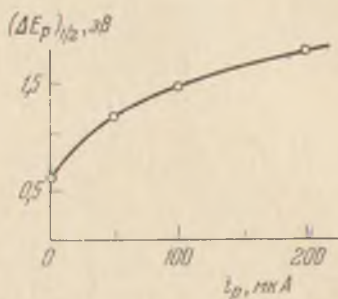


Рис. 4. Изменение полуширины энергетического распределения электронов в первичном пучке в зависимости от тока пучка [47].

$$\Delta E_{\text{аном}} = A(L_{\text{др}}/r_b)^2 i_p, \quad (8)$$

где $A=1,4$ эВ/А [44]. Например, при $i_p=10^{-5}$ А, $L_{\text{др}}=10$ см и $r_b=0,1$ мм из (8) следует, что дополнительное к тепловому уширению спектра пучка $\Delta E_{\text{аном}}=0,14$ эВ. Приравняв ΔE_T и $\Delta E_{\text{аном}}$, получим выражение для минимального тока пучка, начиная с которого anomальное уширение преобладает над тепловым:

$$i_{p \text{ min}} = BT_K(r_b/L_{\text{др}})^2, \quad (9)$$

где $B=1,7 \cdot 10^{-1}$ А/К.

При использовании монохроматора электронного пучка, пропускающего лишь некоторую часть Δi_p от тока пучка, величина anomального уширения

$$\Delta E_{\text{аном}} = A(L_{\text{др}}/r_b)^2 \Delta i_p, \quad (10)$$

Отношение

$$\Delta E_T/\Delta E_{\text{аном}} = ekT_K r_b^2 / (AL_{\text{др}}^2 \Delta i_p) \quad (11)$$

при повышении Δi_p можно сделать сколь угодно малой величиной. Это означает, что число электронов в данном энергетическом интервале ΔE с ростом Δi_p , как следует из выражения (10), стремится к предельному значению

$$\Delta i_p/\Delta E_{\text{аном}} = r_b^2 / (AL_{\text{др}}^2). \quad (12)$$

Таким образом, из-за anomального уширения энергетического распределения электронов увеличение тока Δi_p , проходящего через

монохроматор, за счет роста i_p при заданном ΔE_p и заданных приборных постоянных (A , $L_{др}$, r_b) возможно лишь на незначительную величину. Аномальное уширение энергетического спектра первичных электронов с ростом плотности первичного пучка является одной из основных причин, ограничивающих «светосилу» электронных монохроматоров.

§ 4. Пушки для получения электронов малых энергий

При конструировании и изготовлении пушек, которые должны быть источниками электронов малых энергий, встречаются большие трудности. Необходимость обеспечить: 1) слабую расходимость пучка (особенно для приборов с большой дрейфовой длиной $L_{др}$), 2) отсутствие медленных рассеянных электронов, 3) независимость первичного тока от потенциала коллектора и 4) малый разброс электронов по энергиям, — все это весьма затрудняет изготовление таких пушек. Следует отметить, что небольшие изменения во взаимном расположении электродов пушки ведут к значительным изменениям интенсивности, размеров и формы пучка медленных электронов.

Весьма существенно влияют на работу пушки поверхностные загрязнения элементов пушки. Поэтому необходимым условием стабильной работы пушки для медленных электронов является ее чистота. Должны быть приняты все необходимые меры для очистки пушки от загрязнений путем прогрева ее при высокой температуре. В частности, нежелательно применение оксидного катода из-за напыления продуктов испарения на электроды пушки. Электроды пушки должны быть изготовлены из немагнитных тугоплавких металлов (тантал, вольфрам, молибден, ниобий и др.).

В области предельно малых энергий первичных электронов ($E_p \rightarrow 0$) решающее влияние на результаты опытов оказывает разброс электронов в сформированном пучке по нормальным к поверхности мишени составляющим скорости. Так как при таких значениях энергии потенциал мишени близок к потенциалу катода, то достичь мишени могут лишь те электроны, у которых нормальная к плоскости мишени составляющая скорости v_{pn} удовлетворяет условию

$$\frac{1}{2}mv_{pn}^2 \geq eU_R, \quad (1)$$

где U_R — задерживающий потенциал, обусловленный либо контактной разностью потенциалов, либо полем пятен, либо полем зарядного пятна. Таким образом, разброс первичных электронов по нормальной к поверхности мишени составляющей скорости, т. е. неортогональность пучка к мишени, приводит к таким же нежелательным эффектам, что и разброс в первичном пучке по полным энергиям. Те первичные электроны, у которых танген-

циальная (радиальная) составляющая скорости $v_{r\tau}$ вблизи мишени велика, могут под воздействием даже небольшого задерживающего поля той или иной природы вообще не достичь поверхности мишени и попасть на коллектор, вызвав искажение изучаемых зависимостей (электронно-оптическое отражение пучка от мишени, при котором $\sigma_{\text{эфф}} \rightarrow 1$).

Поэтому одно из основных требований к электронным пушкам для малых энергий состоит в том, чтобы электроны в пучке имели пренебрежимо малые радиальные составляющие скорости [49], т. е. угловая расходимость пучка на мишени θ_p должна быть по возможности меньше. Для электронных пушек, применяемых в приборах для исследования ДМЭ, угол θ_p обычно около 1° , а разброс по энергиям ΔE_p в пучке порядка 1 эВ. Эти величины определяют радиус пространственной когерентности пучка

$$R_{\text{ког}} = \frac{b\lambda}{2(1 + \Delta E_p/2E_p)\theta_p}, \quad (2)$$

где b — критерий когерентности ($b \approx 0,35$), λ — длина волны де Бройля в Å [50].

Для уменьшения эффекта взаимного расталкивания электронов в пучке, приводящего к расхождению пучка, необходимо увеличивать угол θ_p [51, 52]. Таким образом, требования сведения к минимуму тангенциальных составляющих скорости и получения резко сфокусированного пятна противоречат друг другу.

Общие принципы расчета электронных пушек для получения интенсивных пучков малых энергий изложены в работе Симпсона и Кьюэтта [53]. Здесь показано, что, используя многоступенчатое ускорение, когда электроны вытягиваются с катода высоким напряжением, а затем замедляются до необходимой энергии, можно построить пушку, в которой ток пучка ограничивается только пространственным зарядом самого пучка.

Дело заключается в том, что из пушки пирсовского типа из-за воздействия пространственного заряда невозможно получить ток насыщения катода при напряжении U_p , меньшем некоторого критического значения. При величине половинного угла расходимости $(\theta_p)_{1/2} = 9^\circ$ это напряжение немного превышает 200 В. С уменьшением угла θ_p критическое напряжение быстро возрастает. Метод преодоления указанных ограничений состоит в многоступенчатом разгоне электронов: вначале, чтобы преодолеть влияние пространственного заряда вблизи катода, прикладывается высокое напряжение, а затем происходит торможение электронов.

Рассмотрим несколько наиболее распространенных конструкций пушек для малых E_p .

На рис. 5 показана схема расположения электродов в пушке Майерса [54]. Пушка симметрична относительно центрального

диска d_2 , имеющего диаметр 1 см и отверстие диаметром 2,5 мм. Такие же размеры имеют диски d_1 , d_3 и диски, закрывающие торцы цилиндров C . Прямоканальный вольфрамовый катод имеет V-образную форму. Он изготавливается из проволоки диаметром 0,1 мм

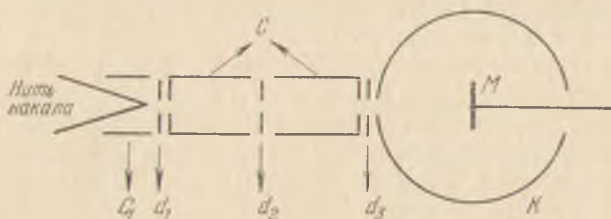


Рис. 5. Схема расположения электродов пушки Майерса [54].

и устанавливается таким образом, чтобы место сгиба находилось на равном расстоянии от диафрагмы d_1 и цилиндра Венельта C_1 . Последний имеет диаметр и длину 0,8 см. Электроды пушки целесообразно изготавливать из листового вольфрама или молибдена. Электроды d_1 и d_3 соединяются между собой и на них обычно

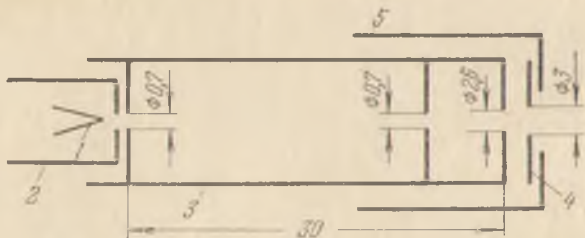


Рис. 6. Схематический чертеж электронной пушки [56]. 1 — катод, 2 — цилиндр Венельта, 3 — фокусирующий электрод, 4 — анод, 5 — экран. Размеры указаны в мм.

подается потенциал $+5$ В. Цилиндры C также соединяются между собой и вместе с d_2 определяют фокусировку пучка. Обычно подбирается несколько значений фокусирующего потенциала, подаваемого на d_2 , но наилучшая фокусировка получается при наименьшем значении этого потенциала. Отрицательный потенциал на управляющем электроде подбирается с таким расчетом, чтобы ток пушки был максимален. При энергии первичных электронов 0,5 эВ и токе накала нити 0,8—1 А величина первичного тока составляет порядка 10^{-7} А. Разброс энергий в пучке имеет величину 0,5—0,7 эВ. Оптимальные значения потенциалов цилиндров C , C_1 и электрода d_2 выбираются исходя из условия [55] минимума коэффициента вторичной электронной эмиссии σ .

Электронная пушка, изображенная на рис. 6, позволяет получать электронный пучок с энергией от 1 до 100 эВ [56]. Подоб-

электрод b , который помогает экранировать пространство между мишенью и коллектором от поля коллиматорной трубки и с помощью электростатической линзы, на выходе пучка из пушки за счет разности потенциалов между электродами a и b , эффективно фокусировать электроны на мишени при малых значениях E_p .

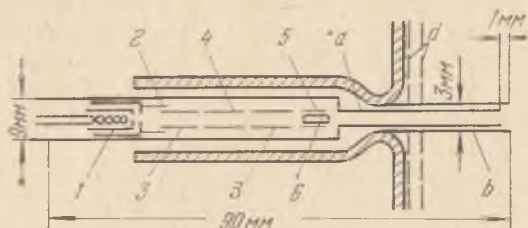


Рис. 8. Электронная пушка Кэна, Хобсона и Армстронга [60].

Использование коллимационной трубки a позволяет уменьшить до минимума входное отверстие для ввода пучков в стеклянную колбу. Это особенно важно при изучении дифракционной картины с помощью флуоресцирующего экрана, нанесенного на внутреннюю металлизированную поверхность стеклянного коллектора, так как дает возможность свести к минимуму (до $2,5^\circ$) величину «мертвого» телесного угла, в котором невозможно наблюдать дифракционные пятна. Электрод b , потенциал которого ниже потенциала электрода a , позволяет также задерживать вторичные электроны, возникающие внутри трубки a . Измерение тока электронов, попадающих на электрод b , может облегчить интерпретацию данных об угловом распределении вторичных и отраженных от мишени первичных электронов, попадающих непосредственно на пушку.

Катодом пушки является спираль диаметром 1 мм из вольфрамовой проволоки (100 мкм) с одним из выводов, проходящим по центру спирали. Электроды 1 и 2 управляют эмиссией катода, электроды 3 и 4 образуют одиночную электростатическую линзу, электроды 5 и 6 — это две пары цилиндрических отклоняющих пластин, каждая из которых изогнута и занимает почти четвертую часть цилиндрической поверхности, как бы дополняя цилиндрическую геометрию пушки.

Коллиматор a позволяет пропускать на мишень первичный ток $i_p \sim 10^{-6}$ А при энергии $E_p = 10$ эВ и $i_p \sim 10^{-7}$ А в интервале энергий от 3 до 10 эВ; причем в последнем случае на мишень попадает приблизительно 90% тока i_p . При $E_p = 1$ эВ ток пучка $i_p \approx 10^{-7}$ А, причем на мишень попадает 75% i_p . Типичные напряжения (в вольтах) на электродах пушки: $U_1 = 0$, $U_2 = 150$, $U_3 = 15$, $U_4 = 190$, $\bar{U}_5 = \bar{U}_6 = 85$, $U_a/U_b = 2,4$. Отклоняющая

разность потенциалов между пластинами не превышала 3 В. Показанные на рис. 8 сетки d служат для наблюдения ДМЭ путем ускорения отраженных от мишени электронов перед их попаданием на флуоресцирующий экран (см. § 1 гл. V).

В качестве исключяющего засветку мишени источника электронов при малых E_p может быть использована пушка Фарнswortha [24, 25], показанная на рис. 1.

Весьма существенным, особенно при изучении взаимодействия медленных электронов с твердым телом, а также при изучении тонкой и сверхтонкой структуры различных кривых, характеризующих процессы взаимодействия с твердым телом электронов средних и больших энергий, является поддержание поверхности термокатода при определенном потенциале. Это достигается использованием для питания пушек высокостабилизированных источников питания или сухих анодных батарей и применением эквипотенциальных (оксидных или импрегнированных) катодов с косвенным накалом, либо металлических термокатодов, нагреваемых с тыльной стороны электронной бомбардировкой. Неэквипотенциальность катода с прямым накалом может быть устранена, если для накала используется пульсирующий ток, а измерения производятся в промежутках между импульсами, когда падение напряжения вдоль катода равно нулю.

В работе [61] для получения пучка медленных электронов была использована электронная пушка с холодным автоэмиссионным катодом из вольфрама. Узкий энергетический спектр автоэлектронов ($\Delta E_p \leq 0,1$ эВ) выгодно отличает такую пушку от пушек с термокатадами.

§ 5. Электронные селекторы скоростей (электронные монохроматоры)

Для получения электронных пучков более моноэнергетичных, чем в случае обычных электронных пушек, применяются специальные электронные монохроматоры. Чаще всего используются дисперсионные свойства магнитных или электростатических полей. Имеются также монохроматоры, использующие одновременно электрическое и магнитное поля (фильтр Вина со скрещенными полями).

Основные экспериментальные трудности при использовании селекторов скоростей связаны с необходимостью регистрации очень слабых токов, так как монохроматор пропускает лишь очень малую часть Δi_p первичного тока. При больших значениях i_p и малых энергиях электронов необходимо также учитывать влияние объемных зарядов (см. § 3), а также ВЭЭ и рассеяние электронов первичного пучка на стенках монохроматора.

В магнитных селекторах скоростей электронов используются однородные или неоднородные магнитные поля. В однородном магнитном поле H радиус круговой траектории электрона R пропорционален его скорости $R = ct v_p / (eH)$, где c — скорость света, e и m — заряд и масса электрона. При помощи диафрагмы можно из общего потока электронов отобрать электроны с определенным небольшим разбросом скоростей Δv_p .

Магнитный селектор скорости первичного пучка с 180-градусным отклонением, использованный Джекобсом и др. [62], подобен прибору, впервые примененному Рамзауэром [63] для измерения полного эффективного сечения столкновения медленных электронов с атомами инертных газов. Лонджини [64] предложил селектор скоростей медленных электронов, основанный на использовании неоднородного секторного магнитного поля.

Магнитные методы сужения спектра электронного пучка могут эффективно применяться лишь при средних или больших значениях энергии электронов. При малых E_p использование этих методов ограничено, поскольку при $E_p < 30$ эВ удобным с точки зрения эксперимента радиусам электронных траекторий соответствуют очень слабые магнитные поля ($H < 10$ Э). Создание однородных полей с такой напряженностью является трудной задачей в связи с необходимостью компенсации рассеянных магнитных полей, имеющих в лаборатории, и магнитного поля Земли.

Использование магнитных полей для селекции первичных электронов по скоростям исключено также в тех случаях, когда требуется проводить анализ вторичных электронов по полным энергиям с помощью метода задерживающего поля. В этом случае магнитное поле, действуя на вторичные электроны, будет искажать их траектории в задерживающем поле, т. е. приводить к размытию измеряемого спектра электронов по сравнению с истинным.

Из-за указанных недостатков, свойственных методу селекции с помощью слабого магнитного поля, значительно большее распространение получили методы моноэнергетизации электронных пучков малой энергии с помощью электростатических полей различной конфигурации. В качестве электронного монохроматора могут быть использованы различные типы электростатических полей: плоское, цилиндрическое, сферическое. Не останавливаясь на общих фокусирующих и дисперсионных свойствах этих полей, мы рассмотрим в этом параграфе лишь некоторые наиболее распространенные схемы устройств, использованные различными авторами для сужения энергетического спектра электронных пучков.

Фаулер и Фарнсворт [65] для уменьшения разброса первичных электронов по энергиям пропускали пучок, сформированный

электропной пушкой ЭП, через монохроматор цилиндрического типа (рис. 9), подобный предложенному Герцогом [66]. Фокусирующие свойства такой системы аналогичны свойствам оптической призмы в комбинации с цилиндрической линзой. В области I, свободной от поля, происходило расхождение пучка электронов, вышедшего из отверстия в диафрагме S_1 (0,08 см). В области II пучок отклонился на 64° ($\pi/2\sqrt{2}$) секторным цилиндрическим полем (средний радиус отклонения $R_{\text{откл}} = 2$ см). В области III, также свободной от поля, электроны с узким разбросом по энергиям ΔE_p сходятся в одну общую точку к выходной щели S_2 (0,008 см). Размеры остальных диафрагм следующие: G_1 и G_2 по 0,08 см, L_1 и L_2 по 0,5 см, $L_3 = 0,1$ см.

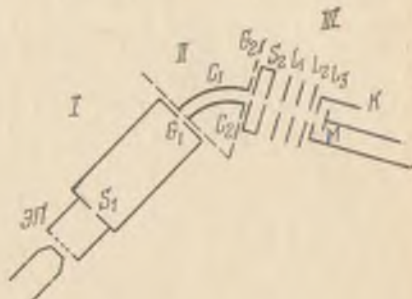


Рис. 9. Электростатический электронный монохроматор цилиндрического типа [65]. C_1 и C_2 — внешняя и внутренняя отклоняющие пластины.

Магнитное поле в области монохроматора компенсировалось с помощью катушек Гельмгольца с радиусом 30 см. Расчетная разрешающая сила монохроматора равнялась 95 (относительное разрешение $\Delta E_p/E_p = 1,05\%$). На практике было получено разрешение, равное 3—4%. Нижний предел энергии первичных электронов, до которого удалось продвинуться с помощью этого селектора, равняется 0,2—0,3 эВ. Ток первичных электронов при $E_p < 1$ эВ не превышал 10^{-12} А. При $E_p = 10$ эВ ток пучка составлял $3 \cdot 10^{-10}$ А.

Распределение первичных электронов по энергиям можно было контролировать по кривым задержки первичного тока на цилиндр Фарадея, роль которого выполнял коллектор К, закрытый с задней стороны платиновой крышкой (мишень М при этом выдвигалась в область вне коллектора). От 70 до 80% первичных электронов обладали энергиями в интервале от E_p до $E_p - 0,03$ эВ. Изменение энергии первичных электронов осуществлялось варьированием задерживающего потенциала — U_R , подаваемого на систему мишень — коллектор при сохранении неизменными потенциалов на электродах пушки и монохроматора. Таким образом, энергия электронов E_{p0} , проходящих через монохроматор, при снятии кривой $\sigma = f(E_{p0} - eU_R)$ оставалась неизменной (обычно используемые величины E_{p0} лежали в диапазоне от 8 до 25 эВ).

Для селекции электронов по скоростям можно применить также цилиндрический анализатор Юза и Рожанского [67] с фоку-

сировкой на 127° . Такие устройства широко используются при исследовании процессов столкновения электронов с атомами газов [68—70] и изучении спектров вторичных электронов [71—73].

Кларком [74] в 1954 г. был сконструирован 127° -градусный электростатический селектор электронов, позволяющий получать пучки с энергетическим разбросом не более 0,2 эВ. Марме и Кервин [75], усовершенствовав прибор Кларка, получили электронный пучок с разбросом 0,04 эВ. Их усовершенствование состояло в сведении к минимуму отражения электронов от цилиндрических электродов, с помощью которых создается радиальное поле.

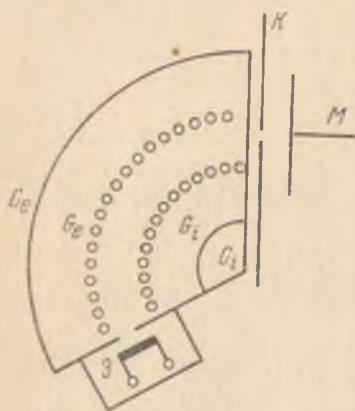


Рис. 10. Схема прибора Марме и Кервина [75].

Это было достигнуто путем замены сплошных цилиндрических электродов сетками с высокой пропускной способностью (рис. 10). В анализаторе Марме и Кервина в качестве таких электродов были использованы вольфрамовые сетки G_1 и G_2 . Поле в анализаторе определяется этими сетками, а на сплошные металлические пластины C_1 и C_2 , расположенные за сетками, подается положительный потенциал, и они служат коллекторами для прошедших сквозь сетки первичных электронов.

Благодаря такой конструкции резко снижается число электронов, которые, отразившись от поверхности отклоняющих пластин, могут пройти через выходную щель анализатора и увеличить разброс электронов по скоростям. Кроме того, уменьшение отражения от пластин снижает до минимума пространственный заряд внутри монохроматора, наличие которого может приводить к искажению траекторий электронов.

Шульцем [76] сконструирован 127° -градусный монохроматор электронов, подобный описанному выше. Радиусы кривизны сеток этого монохроматора равны соответственно 1 и 1,5 см, щели имеют размер $0,5 \times 4$ мм². В качестве источника электронов использован торированный придиевый катод. Все детали селектора, ближайшие к пучку, позолочены, а поглощающие экраны и коллектор электронов покрыты платиновой чернью для уменьшения эмиссии вторичных электронов. Полуширина энергетического распределения электронов, прошедших через монохроматор Шульца, составляет примерно 0,06 эВ.

Применяются также электростатические анализаторы с плоскопараллельными пластинами [77, 78]. Основное преимущество таких систем — простота конструкции. Фонер и Нэлл [79] ис-

пользовали для исследования порога ионизации селектор, состоящий из двух плоских пластин, помещенных на расстоянии 15,8 мм друг от друга. Входная и выходная щели их анализатора имеют размеры 0,2 и 6 мм и разнесены на 50 мм. Источником электронов является вольфрамовый катод, расположенный в 40 мм от входной щели. При полном эмиссионном токе 0,01—0,05 мА максимальный первичный ток, прошедший через анализатор, составляет $3 \cdot 10^{-10}$ А. Разброс электронов по энергиям на половине высоты кривой распределения — 0,11 эВ. Плоскопараллельный конденсатор — это предельный случай цилиндрического, в котором, в отличие от плоскопараллельного селектора — прибора с фокусировкой в одном направлении, обеспечивается пространственная фокусировка [80—82]. По периферии полого внутреннего цилиндра вырезается щель так, чтобы определяемая ею плоскость была нормальна к общей оси цилиндров. Электроны, испущенные под некоторым углом θ_p ($0 < \theta_p < \pi/2$), при подходящем напряжении на конденсаторе опять проходят во внутренний цилиндр через выходную щель.

Для получения интенсивного и моноэнергетичного электронного пучка Армстронг [83] применил двойной полусферический селектор скоростей [84], который позволяет осуществлять пространственную фокусировку пучков круглого сечения. Это дает возможность существенно повысить светосилу анализатора при сохранении высокой разрешающей способности.

На рис. 11 приведено изображение устройства, использованного Армстронгом. Здесь 1 — электронная пушка, 2 — двойные

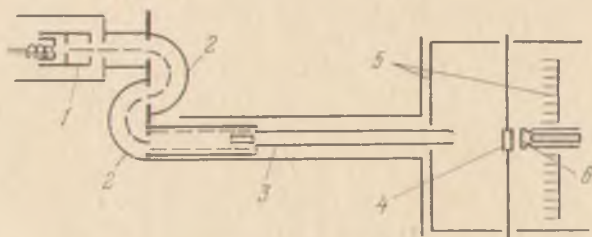


Рис. 11. Прибор с двойным полусферическим селектором скоростей электронов [83].

полусферические селекторы скоростей, 3 — коллиматор, 4 — мишень, 5 — коллектор, 6 — подогреватель мишени. Электронная пушка сконструирована таким образом, чтобы инжектировать в монохроматор только те электроны, которые могут пройти через него, не испытывая высокой сферической и хроматической аберраций. Входная и выходная апертуры монохроматора одинаковы, а входной угол пучка θ_p равен или меньше угловой емкости селектора. Поэтому в таком селекторе отпадает необходимость

в применении специальных сеток [75] для уменьшения эффектов, связанных с рассеянием электронов на стенках и появлением объемного заряда. Внутренний и внешний диаметры полусфер равны соответственно 3 и 6 см. Диаметр отверстия входной и выходной диафрагм — 0,18 мм. Диаметр диафрагмы, расположенной между полусферами, для пропускания полного тока пучка выбран несколько больше этой величины. Коллиматор 3 по своей конструкции аналогичен пушке, использованной в работе Кэна и др. [60] (см. рис. 8).

Энергетический разброс пучка при использовании катода из торированного вольфрама составлял 250 мэВ. При $E_p < 26$ эВ размытие по энергиям линейно уменьшалось с уменьшением E_p и при $E_p = 7$ эВ составляло 60 мэВ. Обычно селектор работал при $E_p = 14$ эВ с энергетическим разбросом 100 мэВ и выходным током $3 \cdot 10^{-8}$ А. Пучок, сформированный коллиматором ($i_p \sim \sim 10^{-8}$ А, диаметр < 3 мм), проходил до мишени дрейфовое расстояние $L_{др} = 5$ см.

Метод задерживающей разности потенциалов был предложен Фоксом, Хикемом, Келдышем и Грове [85—88] для сужения энергетического спектра первичного пучка при исследовании ионизации и возбуждения атомов электронным ударом. Этот метод позволяет получить псевдомоноэнергетический пучок, т. е. производится «отсечка» медленной части теплового распределения электронов по энергиям $N(E_T)$ при некотором фиксированном значении тепловой энергии $E_{T1} = e|U_{R1}|$. На изучаемый объект пропускается лишь «быстрая» часть максвелловского спектра. Изменяя высоту потенциального барьера eU_R , который должны преодолеть первичные электроны, на некоторую малую величину $e\Delta U_R$ ($e\Delta U_R \ll \Delta E_T$) и наблюдая соответствующее изменение измеряемой величины, следует приписать это изменение воздействию пучка с энергетическим разбросом $e\Delta U_R$. Для улучшения фокусировки пучка используется магнитное поле, параллельное оси системы. Электроны с заметной поперечной составляющей скорости улавливаются электродом, имеющим отверстие, малое по сравнению с ларморовским радиусом электронов. Максимальный эффективный разброс по энергиям в электронном пучке при использовании метода Фокса может быть уменьшен до 0,06 эВ [88]. Конечно, такая монокинетизация приводит к резкому ослаблению величины первичного тока и требует применения очень чувствительных измерительных схем.

Франкевич и Тальрозе [89] автоматизировали метод Фокса, применив модуляцию тормозящего потенциала. Краузе и Шифф (в [90]) видоизменили метод задерживающего потенциала, используя вместо задерживающего электрода тормозящее поле объемного заряда, возникающего в диоде. Хейль [91] вместо диафрагм с отверстиями применил мелкоструктурные сетки.

Использование сеток позволяет отказаться от магнитной фокусировки, а следовательно, избежать уширения спектра энергий электронов за счет вращения изображения в магнитном поле и хроматической абберации апертурных линз. Пропускание сеток линейно возрастает с увеличением площади отверстий, а хроматическая абберация уменьшается с ростом числа ячеек сетки на 1 см. Например, в случае круглой диафрагмы диаметром 1 мм при напряженности поля по обе стороны от отверстия 10 В/см разброс электронов по энергиям достигает 300 мэВ. Использование мелкоструктурной сетки, имеющей 200 ячеек на 1 см, уменьшает разброс до 15 мэВ. Однако при использовании сеток возникают и некоторые трудности, связанные с поддержанием чистой поверхности сеток. Дело в том, что изменение состояния поверхности ведет к изменению контактной разности потенциалов.

Метод псевдомонокинетизации электронного пучка [85—91] с помощью задерживающего потенциала имеет много общего с методом анализа электронов по энергиям с помощью сеточного фильтра и линзы-фильтра [92—95]. Эти методы позволяют уменьшить энергетический разброс до 0,01—0,005 эВ при энергии E_p в несколько десятков кэВ [97—100].

В работе [101] для исследования спектров ХПЭ электронов в твердых телах и газах был создан энергоанализатор, в котором в качестве монохроматора первичного пучка была применена электростатическая линза Мёлленштедта с высокой внеосевой хроматической абберацией [94]. Это позволило уменьшить разброс первичных электронов по энергиям ΔE_p до 10 мэВ при $E_p = 10$ кэВ.

Достигнутая в настоящее время степень однородности энергии электронов в первичном пучке может считаться вполне удовлетворительной для большинства рассматриваемых задач, в том числе для обнаружения и исследования тонкой структуры зависимостей $r(E_p)$, $\delta(E_p)$ и для исследования спектров характеристических потерь энергии. В работах по ВЭЭ, ЭВП, зарядке, а также при изучении эффективных пробегах электронов в веществе применяются электронные пушки без монохроматоров, поскольку разброс по энергиям в первичном пучке ΔE_p в несколько десятых эВ или даже в несколько эВ не сказывается существенно на результатах измерений (за исключением области значений $E_p \leq \Delta E_p$).

§ 6. Пушки для получения электронов средних и больших (до 100 кэВ) энергий

В литературе описано множество конструкций электронных пушек, предназначенных для разнообразных целей [31, 36, 37, 49, 51, 52, 102—109]. Пушки, используемые в электронной технологии (для плавки, сварки и т. п.) и в СВЧ-технике, здесь не рас-

смаатриваются. Во многих случаях при измерении величин, характеризующих взаимодействие с твердым телом электронов средних и больших энергий (до 100 кэВ), можно использовать стандартные электронные пушки от телевизионных, осциллографических и запоминающих электронно-лучевых трубок. Конструкции таких пушек подробно описаны в литературе [49, 51, 52, 102—119].

Следует, однако, иметь в виду, что пушки с электростатической фокусировкой, в стандартных электронно-лучевых трубках, рассчитаны, как правило, для работы при определенной энергии электронов E_p . Используя эти пушки в экспериментальных приборах с широким интервалом изменения E_p , нужно тщательно следить за режимом питания пушки, подбирая его всякий раз (при каждом новом значении E_p) оптимальным образом. Обычно оптимальное «фокусирующее» напряжение U_{a1} , подаваемое на первый анод, составляет $1/4$ — $1/8$ от величины напряжения второго анода U_{a2} . Отношение U_{a1}/U_{a2} , соответствующее оптимальной фокусировке для данной трубки, не зависит от величины этих напряжений.

В области средних энергий (0,1—10 кэВ) источниками электронов в большинстве случаев служат обычные двухлинзовые электронные пушки с электростатической или с магнитной фокусировкой. Первая линза электронных пушек является линзой предварительной фокусировки. Она формирует скрещенные (кроссовер) пучка и служит одновременно для управления интенсивностью пучка. Конструктивно эта линза, являющаяся иммерсионным объективом, состоит из катода, модулятора (цилиндра Венельта) и анода. Так как первая линза пушки служит также и для ускорения электронов, то она в принципе должна быть только электростатической. Вторая линза, отображающая кроссовер на мишень, является проекционной. Она может быть либо электростатической, либо магнитной. При электростатическом отображении кроссовера в качестве проекционной линзы применяется либо иммерсионная, либо одиночная линза. Одним из главных недостатков конструкции пушки с иммерсионными линзами является взаимное влияние между первой и второй линзами, приводящее к связи фокусировки с регулировкой тока луча. При использовании одиночной линзы вследствие экранирующего действия ускоряющего электрода это влияние устраняется. Однако, если часть пучка попадает на средний электрод второй линзы, то при использовании общего делителя напряжения, снова может возникнуть взаимосвязь первой и второй линз. Свободной от этого недостатка является электронная пушка с «нулевым» током первого анода. Отверстие в нем делается в 2—3 раза большим, чем отверстия в ограничивающих пучок диафрагмах ускоряющего электрода. Иногда первый анод пушки изготавливается в виде цилиндра с от-

крытыми торцами, причем диаметр этого цилиндра выбирается больше диаметра ускоряющего электрода и второго анода. Отсутствие тока в цепи первого анода позволяет питать все электроды пушки от общего делителя и регулировать фокусировку, не меняя тока пучка.

Другое преимущество электронной пушки с нулевым током первого анода заключается в том, что при ее использовании отпадает необходимость принимать специальные меры для подавления вторичных электронов, выбиваемых пучком на краю диафрагм первого анода и увлекаемых ускоряющим полем в промежутке между первым и вторым анодами по направлению к мишени. В пушке с нулевым током в цепи первого анода пучок ограничивается диафрагмами, установленными в ускоряющем электроде и втором аноде, которые имеют наиболее высокий потенциал в оптической системе. В этом случае попадание вторичных электронов из пушки на мишень практически невозможно, так как они возвращаются обратно на электроды пушки с высоким положительным потенциалом.

В пушках, построенных по схеме с иммерсионной проекционной линзой, для борьбы со вторичными электронами обычно вводят дополнительные отражательные диафрагмы, устанавливаемые за вторым анодом и имеющие потенциал, близкий к потенциалу катода.

Выбор конфигурации электродов должен учитывать необходимость сведения к минимуму сферической аберрации. Экспериментально установлено [120, 121], что если вторая линза образована двумя цилиндрами, то сферическая аберрация минимальна при равенстве диаметров цилиндров и становится пренебрежимо малой, если диаметры цилиндров примерно в 8 раз больше диаметра ограничивающей диафрагмы [52].

В ряде случаев, когда необходимо получить пучок электронов с энергией от нескольких кэВ до нескольких десятков кэВ, удобно использовать послеускорение уже сформированного пучка с помощью ускоряющего электрода или кольца из проводящего покрытия, нанесенного на стенку баллона. Таких ускоряющих диафрагм или колец может быть несколько. Во избежание электрических пробоев между диафрагмами края электродов, предшествующих ускоряющей диафрагме, должны быть тщательно скруглены.

Ускоряющий электрод целесообразно изготовлять в виде неглубокой чашки (глубина меньше радиуса) с отверстием в плоском дне диаметром 1 — 2 мм. Такой ускоряющий электрод слегка фокусирует пучок. Ускоряющее напряжение подается между катодом пушки и ускоряющей диафрагмой. На предускоряющий электрод при этом подается фиксированный потенциал, а фокусировка пучка производится изменением потенциала на фокусирующем

электроде. Между вторым и третьим анодами образуется иммерсионная линза. Если здесь же располагаются отклоняющие пластины, то во избежание потери чувствительности при отклонении отношение U_{a3}/U_{a2} не должно превышать 2 — 2,5. В случае, если необходимо получить электроны с энергией, превышающей $2,5 U_{a2}$, необходимо применять несколько ступеней послеускорения.

Равномерно нарастающее послеускоряющее поле может быть создано с помощью полупроводящей спирали, нанесенной на внутреннюю поверхность колбы. Один конец спирали соединяется со вторым анодом, а на противоположный ее конец подается послеускоряющий потенциал. Такой способ подачи послеускорения является наиболее совершенным, он устраняет искажения формы пучка, смещения его с мишени при возрастании U_p и сводит к минимуму потерю чувствительности отклоняющей системы.

В электронных пушках с магнитной фокусировкой роль второй (проекционной) линзы выполняет неоднородное аксiallyно-симметричное магнитное поле. Это поле создается круглой короткой катушкой, которая помещается в магнитопровод соответствующей формы и располагается на некотором расстоянии от анода пушки. Наиболее распространена триодная пушка с магнитной фокусировкой. Однако более совершенной является тетродная пушка, в которой между анодом и модулятором помещается экранирующий электрод, имеющий небольшой положительный потенциал (порядка 250 В). Наличие этого электрода позволяет устранить влияние анодного напряжения на величину напряжения записания пучка. Кроме того, уменьшение апертуры пучка электронов во второй (магнитной) линзе за счет введения промежуточной электростатической линзы уменьшает нежелательные (с точки зрения последующего отклонения пучка) искажения, которые растут с ростом апертуры и угла отклонения. Наличие экранирующего электрода уменьшает также влияние пульсаций высокого напряжения на ток пучка.

Диаметр магнитной линзы, располагаемой вне трубки, значительно больше, чем диаметр электростатических линз. Поэтому для магнитных линз хорошо выполняется условие параксальности электронного пучка и, следовательно, сферические aberrации могут быть сделаны несущественными. Так как магнитное поле не изменяет энергию электронов, то уменьшаются также aberrации, которые могут иметь место за счет разброса скоростей в электронном пучке при входе пучка в отклоняющую систему. В результате этого пушки с магнитными линзами позволяют получать меньшие размеры электронного пятна и больший ток луча, чем пушки с электростатическими линзами. Так, используя пушку с магнитной фокусировкой, Ардене [122] впервые получил электронное пятно диаметром 10 мкм.

Так как в экспериментальной аппаратуре критерии веса электронно-оптической системы, ее габаритов и величины потребляемой мощности играют второстепенную роль, то при необходимости получить хорошо сфокусированный пучок в ряде случаев следует отдавать предпочтение пушкам с магнитной фокусировкой. При использовании короткой магнитной линзы медленные вторичные электроны, выбитые из краев диафрагмы анода, сильнее отклоняются в магнитном поле, чем электроны пучка, и поэтому не могут попадать на мишень.

Следует отметить, что в электростатических линзах для ограничения сечения пучка устанавливаются диафрагмы малого диаметра, поглощающие значительную часть тока катода. При этом изготовление деталей пушки и ее сборка требуют высокой точности. При использовании магнитной фокусировки фокусирующая катушка должна устанавливаться также весьма точно. Однако это достигается значительно легче, чем в случае электростатических линз.

В тех случаях, когда требуется получить большие плотности первичного тока (например, в опытах по изучению диссоциации соединений при электронной бомбардировке и стабильности эффективных вторично-электронных эмиттеров), применяются электронные пушки пирсовского типа [31]. Геометрия электродов пирсовской пушки подбирается таким образом, чтобы с помощью сил внешнего электростатического поля скомпенсировать значительные силы расталкивания, возникающие внутри пучка из-за действия плотного пространственного заряда. Катод пушки, формирующий аксиально-симметричный поток, имеет форму круга. Фокусирующий электрод — воронкообразное тело вращения, имеющее вблизи катода угол наклона к границе пучка, равный $67,5^\circ$. Анод должен иметь слегка выпуклую форму и подходить к границе пучка под углом 90° . Упрощенная по сравнению с пирсовской конструкция пушки, дающей сходящийся пучок большой плотности, была предложена Треновой [123]. Пушка Треновой позволяет получать удовлетворительную фокусировку пучков при небольшом отношении среднего диаметра пучка к внутреннему диаметру пролетного канала.

В области энергий от 10 до 50 кэВ при исследовании ВЭЭ, ЭВП, зарядки, проницаемости тонких пленок и ХПЭ часто используется длиннофокусная пушка конструкции Штейгервальда [124]. Схематический чертеж этой пушки вместе с распределением электрического поля и траекториями электронов представлен на рис. 12.

На рис. 13 приведены типичные размеры электродов. Фокусирующая система пушки состоит из двух электродов, находящихся под одним и тем же потенциалом: одного конусообразного с узким отверстием, находящегося в непосредственной близости к

катоду K , и второго, имеющего широкое отверстие и помещенного на некотором расстоянии от первого. Фокусировка пучка на мишени осуществляется регулировкой напряжения на электроде Φ . Отверстие анодной диафрагмы A расширено для того, чтобы ослабить рассеивающее действие электрического поля в этой области.

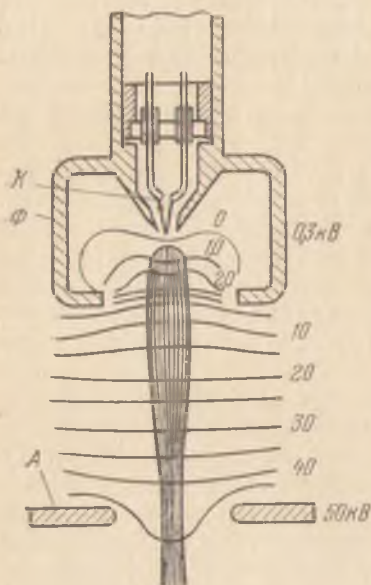


Рис. 12. Схематический чертеж электронной длиннофокусной пушки Штейгервальда [124]. Указано распределение электрического поля и траектории электронов.

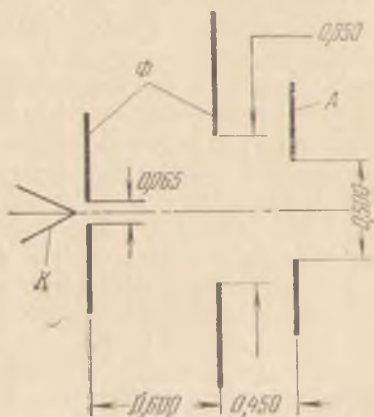


Рис. 13. Типичные размеры (в см) электродов в пушке Штейгервальда [124].

Пушка Штейгервальда позволяет получать значительно большие плотности тока по сравнению с обычными трехэлектродными системами и не требует применения второй (проекционной) линзы.

Модификацией пушки Штейгервальда является пушка конструкции Брука [125] — одна из лучших конструкций пушек для получения пучков без использования магнитной фокусировки (рис. 14). От пушки Штейгервальда она отличается наличием управляющего электрода B . Введение этого электрода позволяет легко управлять положением фокуса, а также ведет к увеличению интенсивности пучка. Типичный режим работы пушки Брука: $U_p = U_A = 30$ кВ, $U_B = 0,7$ кВ, $U_\Phi = -1/3 U_B$, $i_p = 5$ мкА при диаметре луча $0,05$ мм (на расстоянии от катода $L_{др} = 23$ см) и расходимости луча $\theta_p = 4$ мрад.

В области энергий от 50 до 100 кэВ для получения электронного пучка могут использоваться электронно-оптические системы

стандартных электронно-лучевых установок, выпускаемых промышленностью (электронограф, электронный микроскоп, микроанализатор и т. п.). Однако это не всегда возможно, так как эти приборы обычно работают при одной или двух-трех фиксированных значениях энергии электронов. Кроме того, в таких устройствах обычно не предусмотрена импульсная модуляция пучка, что необходимо при работе с диэлектриками. Вакуумные условия в колоннах электронных микроскопов могут не удовлетворять требованиям эксперимента. В таких случаях приходится изготавливать специальные высоковакуумные электронно-лучевые установки из металла (обычно нержавеющей стали) с электронно-оптическими системами, подобными тем, которые применяются в электронной микроскопии и электронографии [102, 106, 111, 119].

§ 7. Состояние поверхности мишени. Вакуумные условия

Вторым основным элементом прибора для исследования взаимодействия электронов с твердым телом является мишень. В зависимости от поставленной задачи мишень может иметь различную геометрическую форму и размеры. Ее поверхность может быть по-разному ориентирована по отношению к пучку первичных электронов. Способ изготовления мишени также определяется задачей исследования. Однако мишени должны удовлетворять и некоторым общим требованиям.

При исследовании таких физических процессов, как упругое отражение электронов, ДМЭ, ХПЭ и др., к состоянию мишени предъявляются весьма жесткие требования. Для получения надежных и воспроизводимых данных необходимо прежде всего стремиться к получению определенного состояния мишени и в особенности ее поверхности.

В настоящее время все физические исследования взаимодействия электронов с твердым телом проводятся на «монокристаллическом уровне».

Если изучение данного образца имеет целью разрешение чисто технологических задач, то весьма часто способ изготовления мишени, а также степень ее чистоты и структура определяются соответствием условий опыта с производственными условиями.

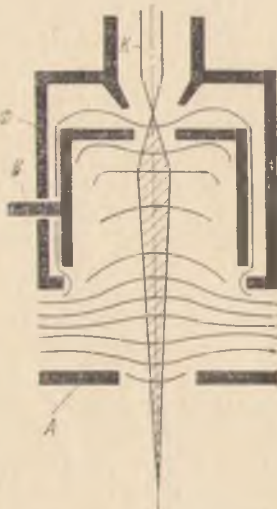


Рис. 14. Схематический чертеж длиннофокусной электронной пушки Брука [125].

Уже на ранней стадии изучения взаимодействия электронов малых и средних энергий с твердым телом было замечено, что чистота поверхности существенно влияет на вторично-эмиссионные свойства вещества [126 — 128]. В настоящее время установлено, что опыты по определению зависимостей $r(E_p)$ и $\delta(E_p)$, а также по изучению энергетических спектров вторичных электронов $N(E_s)$ должны производиться при максимальной чистоте поверхности.

Вместе с тем существует ряд опытов при обстреле вещества электронами больших энергий (опыты по ВЭЭ на прострел, по определению ХПЭ при прохождении электронами тонких пленок *), определение КНОЭ η), когда чистота поверхности не играет решающей роли (см., например, [129]). Однако при этом глубина проникновения первичных электронов должна значительно превышать толщину слоя инородных веществ на поверхности (при определении η), либо толщина этого слоя должна быть значительно меньше толщины исследуемой пленки (опыты по ВЭЭ на прострел и по определению ХПЭ).

Загрязнение поверхности металлических и некоторых полупроводниковых эмиттеров обусловлено, во-первых, тем, что на ней могут находиться окислы этих элементов. Кроме того, на поверхности могут присутствовать другие вещества, оставшиеся после изготовления мишени. Другим источником загрязнения является атмосфера остаточных газов в приборе. Очевидно, что отсутствие пленки адсорбированных газов на поверхности после ее очистки можно гарантировать лишь в том случае, если время опыта меньше времени осаждения одного монослоя. Практически это может быть осуществлено лишь в сверхвысоком вакууме. Количество молекул $N_{\text{мол}}$, падающих на 1 см^2 поверхности мишени за 1 с , согласно газокINETической теории, равно [131]

$$N_{\text{мол}} = 3,513 \cdot 10^{22} \frac{p}{\sqrt{MT}}, \quad (1)$$

где p — давление (тор), M — молекулярный вес газа, T — температура газа (К). Если все ударяющиеся о поверхность молекулы остаются на ней (вероятность прилипания $\gamma = 1$), то из выражения (1) можно определить время Δt_a , за которое образуется монослой. При $M = 29$ (средний «молекулярный вес» воздуха) и $T = 300 \text{ К}$ (комнатная температура), принимая, что число молекул в монослое приближенно равно $3 \cdot 10^{14}$ частиц на 1 см^2 ,

*) Это не относится к случаю исследования спектров поверхностных плазмонов, которые существенно зависят от состояния поверхности мишени [130].

получим

$$\Delta t_a \approx 10^{-6} p^{-1}. \quad (2)$$

Время адсорбции монослоя Δt_a обратно пропорционально давлению. При давлении $p = 10^{-6}$ тор оно равно примерно 1 с, при $p = 10^{-9}$ тор время $\Delta t_a \approx 17$ мин, при $p = 10^{-10}$ тор $\Delta t_a \approx 2,7$ ч. На самом деле времена образования монослоя значительно больше указанных, так как суммарный коэффициент γ прилипания молекул к поверхности эмиттера зависит от степени покрытия θ и может быть значительно меньше единицы, особенно, если учесть состав остаточных газов [132]. Например, вероятность прилипания кислорода к чистым поверхностям таких полупроводников, как GaSb, InSb и др., на несколько порядков меньше единицы ($\gamma \ll 10^{-4}$) даже при малых степенях покрытия; для Si и Ge коэффициент γ для кислорода лежит в интервале от 10^{-2} до 10^{-4} при изменении θ от 0,2 до 1 [133]. Имеются данные, что вероятность прилипания для плоскости (100) Ge на порядок больше, чем для плоскости (111) [134]. Инертные газы либо вообще не адсорбируются на поверхности, либо адсорбируются очень слабо. Например, вероятность прилипания инертных газов на поверхности металлов при комнатной температуре практически равна нулю [132]. Химически активные газы очень сильно удерживаются на поверхности переходных металлов.

Получение чистой поверхности во многих случаях представляется весьма сложную задачу, которая должна быть проанализирована в каждом конкретном случае. Примером такого анализа могут служить работы Фарнswortha, Шлира и др. [135, 136] и Аллена и др. [137], рассмотревших проблему получения чистых поверхностей германия и кремния и показавших, какие трудности возникают при получении у этих веществ действительно чистых поверхностей.

Не останавливаясь на способах предварительной (до помещения в вакуумный прибор) очистки: механической, химической или электрохимической *), рассмотрим лишь вопрос об очистке мишеней в самих приборах.

В ранних работах [142, 143] применялся лишь один способ очистки поверхности от адсорбированных газов, от пленок окислов и других посторонних веществ — термическая обработка вещества в вакууме. Во многих случаях этот способ и сейчас дает хорошие результаты, особенно, если прогрев производится при высоких температурах. Так, для того чтобы очистить поверхность вольфрама, необходимо длительное прокалива-

*) Эти способы подробно описаны в широко известных монографиях Дэшмана [131], Эспе и Кноля [138], Коля [139], Эспе [140] и Черепнина [141].

ние мишени при температуре не ниже 2400 — 2500 К [144]. Хауорс [145, 146] прокаливал мишени из молибдена при температуре 2100 К в течение тысяч часов!

Вместе с тем следует помнить, что способом вакуумного прогрева следует пользоваться с осторожностью. Интенсивная термическая обработка мишени и прибора в целом могут в ряде случаев привести к нежелательным изменениям состояния мишени — ее состава, кристаллической структуры, к фазовым переходам, химическим реакциям и т. п. Характерным примером в этом отношении являются данные, полученные в [147]. В этой работе, где измерения проводились в условиях сверхвысокого вакуума, вначале наблюдалось непонятное резкое снижение величины коэффициента ВЭЭ σ монокристаллов окиси магния. Лишь дополнительный тщательный анализ условий эксперимента показал, что при термической обработке стеклянной оболочки прибора при температуре выше 300 К происходило выделение из стекла паров воды, которые отравляли мишень. Снижение температуры прогрева стекла устранило этот источник загрязнения поверхности.

Другой пример — опыты Аллена и др. [137] по получению чистых поверхностей кремния. Температура плавления Si (1683 К) значительно выше, чем у Ge. Опыты показали, что для удаления окисной пленки Si необходимо прогревать до температур не ниже 1550 К. Однако после нагрева как на кристаллах *n*-типа, так и на кристаллах *p*-типа в вакууме образуется пленка толщиной в несколько микрон со значительной *p*-проводимостью. Оказалось, что бор, содержащийся в тугоплавком стекле, реагирует с водяными парами и затем попадает на поверхность кристалла в виде борной кислоты. В то время как оксидная пленка удаляется с поверхности Si во время нагрева, бор диффундирует внутрь кристалла, образуя *p*-слой. Подобные слои могут появляться после прокаливания в вакууме и у Ge. Если пользоваться аппаратурой из кварцевого стекла, то можно избежать образования *p*-слоя.

Интенсивная термическая обработка химических соединений полупроводников и диэлектриков может вызвать диссоциацию соединений.

В соответствии с данными Уилера, приведенными в [148], максимальная температура T , необходимая для обезгаживания поверхностей металла, грубо может быть оценена по формуле

$$T \approx 20 \Delta H, \quad (3)$$

где ΔH — энергия связи (в ккал/моль) слоя атомов газа, адсорбированного на поверхности данного металла (теплота адсорбции). Значения ΔH для различных систем приведены в [149, 150]. Сравнивая температуры T для различных систем металл — адсорбированный газ с точками плавления соответствующих металлов $T_{\text{пл}}$, можно убедиться, что для большинства систем $T <$

$< T_{пл}$ [149]. Однако в случае адсорбции кислорода для многих металлов $T \geq T_{пл}$ и, следовательно, метод термической десорбции неприменим, поскольку начинается интенсивное испарение или даже плавление обезгаживаемой мишени. Например, температура плавления германия (1210 К) слишком низка, а теплота адсорбции O_2 на Ge очень высока (для GeO — 122, а для GeO_2 — 129 ккал/моль) [133]*). Поэтому прогрев в вакууме не позволяет полностью удалить оксидную пленку с поверхности этого полупроводника [135]. Теплота адсорбции, а следовательно, и температура обезгаживания должны быть различными для разных граней поверхности монокристалла. В работе Белла и др. [151] приводятся данные о температурах длительного прогрева различных граней металлических монокристаллов (W, Mo, Ta, Nb, Re), необходимых для получения воспроизводимых результатов. Важно также, чтобы при прогреве образцов их температура поднималась постепенно. Только в этом случае адсорбированные газы нормальным образом диффундируют наружу. При быстром подъеме температуры вырывающиеся из образца пузырьки газа могут образовать раковины на поверхности образца [152]. Продолжительный прогрев поликристаллических образцов металлов (прокатанных лент, проволок) приводит к их огранке: на поверхность выходит преимущественно какая-либо одна грань [152]. Этот факт, известный еще с классических опытов Дэвиссона и Джермера по ДМЭ, необходимо учитывать при работе с поликристаллическими образцами и использовании длительной термической обработки с целью обезгаживания мишени.

Многие диэлектрики с насыщенными связями ионного типа (например, щелочно-галогенные соли) характеризуются чрезвычайно низкими значениями энергии связи ΔH адсорбированных слоев. Температура обезгаживания порядка 200 — 300°C оказывается при этом вполне достаточной для очистки поверхности от посторонних веществ.

Процесс термической очистки мишени в вакуумном приборе, как правило, должен состоять из двух операций: продолжительной тепловой обработки при высокой температуре и кратковременной интенсивной тепловой обработки непосредственно перед каждым измерением. Последняя операция носит название метода «вспышки» [153].

Если в экспериментальном приборе не предусмотрена возможность наблюдения картины ДМЭ или автоматического измерения электронных оже-спектров, то чтобы быть уверенным в том, что

*) Теплота адсорбции O_2 на Ge (и Si) очень мало отличается от теплоты окисления. Это говорит о том, что здесь имеет место хемisorбция, когда уже невозможно отделить адсорбцию от окисления [133].

измерения заканчиваются раньше, чем на поверхности мишени образуется монослой загрязнения, желательнее, применяя метод вспышки, одновременно с записью измеряемых величин записывать изменение давления в приборе.

На рис. 15 приведена запись давления в вакуумном приборе как функция времени, следующего за кратковременным нагреванием мишени [154].

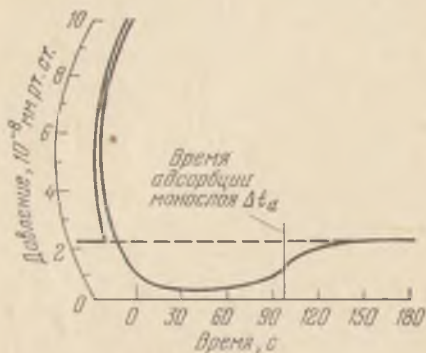


Рис. 15. Давление в приборе как функция времени после кратковременного прогрева мишени [152].

При нагревании наблюдается резкое возрастание давления. Однако по мере откачки газа, выделившегося с поверхности мишени, давление в приборе при охлаждении мишени вновь падает и опускается до уровня ниже первоначального. Такое аномальное понижение давления связано с откачивающим действием чистой поверхности [134, 155]. При приближении слоя газа на поверхности мишени к монокристаллу дальнейшая адсорбция замедляется, и в приборе восстанавливается первоначальное давление.

Таким образом, время, в течение которого давление остается ниже нормального, можно считать временем адсорбции монослоя Δt_a . Как видно из рис. 15, при $p \sim 10^{-8}$ тор $\Delta t_a \sim 100$ с, что хорошо согласуется с величиной Δt_a , определенной по формуле (2). С появлением мощных импульсных лазеров стало возможным почти мгновенно нагревать до необходимой температуры любые отдельные участки поверхности мишени. В частности, для удаления монослойных загрязнений с грани (111) монокристалла Si в работе [156] был применен рубиновый лазер с модулированной добротностью. Контроль состояния поверхности осуществлялся в [156] методом ДМЭ. Оказалось, что для получения атомно-чистой поверхности необходима мощность, превышающая 30 Мвт в импульсе длительностью ~ 10 нс. Лазерная очистка поверхности мишеней весьма перспективна, так как она позволяет быстро изменять состояние изучаемой поверхности путем ее локального нагревания в месте попадания электронного луча. Поскольку при коротком импульсе лазерного излучения объем образца не успевает нагреться, это предотвращает наблюдаемую при медленном прогреве диффузию примесей из объема к поверхности. Недостатком данного метода является возможность локального повреждения поверхности в том случае, если плотность лазерного излучения на мишени превысит некоторую критическую величину.

Для очистки поверхности мишени в настоящее время все шире применяется бомбардировка ионами инертных газов. Обычно применяется бомбардировка ионами аргона с энергией несколько сотен электрон-вольт [135, 136]. При этом в результате катодного распыления с поверхности мишени могут быть удалены оксидные пленки и другие чужеродные атомы, а также верхние слои решетки вещества самой мишени. Для того чтобы избежать обратной диффузии к поверхности мишени атомов, выбиваемых в результате бомбардировки, длина свободного пробега атомов должна быть не меньше размеров прибора. Поэтому давление газа при бомбардировке не должно превышать 10^{-4} — 10^{-3} тор. Другие части измерительного прибора, за исключением мишени, должны как можно меньше подвергаться ионной бомбардировке, чтобы распыляемые примеси не попадали на изучаемую поверхность. В этом заключается одна из основных экспериментальных трудностей данного метода.

Бомбардировка ионами может вызывать такие нежелательные побочные явления, как сильное нарушение кристаллической структуры поверхности и приповерхностного слоя, внедрение ионов инертного газа в решетку. Если мишень является химическим соединением, то бомбардировка может привести к диссоциации соединения. Вследствие этих причин одна лишь ионная бомбардировка сама по себе не дает возможности получить достаточно чистую и однородную поверхность. Поэтому для восстановления регулярной кристаллической структуры поверхности и удаления окклюдированных атомов или продуктов диссоциации сразу после бомбардировки проводят отжиг мишени в вакууме. Например, по данным работы [133], германий достаточно прогреть в течение 15 мин при температуре ~ 800 К, кремний — при температуре ~ 1100 — 1200 К в течение 30 мин. Для получения того же эффекта в случае InSb и GaSb, по данным работы [157], необходима температура 650 К и время около 30 мин.

Использование масляных насосов, даже при малой упругости пара, приводит к образованию на поверхности мишени масляной пленки. Особенно недопустимо наличие паров масла в тех случаях, когда производится продолжительная бомбардировка мишени электронами. При этом на поверхности эмиттера появляются видимые глазом пятна («нагар»), представляющие собой углеродные соединения, образовавшиеся вследствие разложения масла при электронной бомбардировке. Поэтому для получения надежных данных о поверхностных свойствах твердого тела следует либо отказываться от применения масляных насосов, либо использовать сорбционные ловушки с молекулярными ситами (искусственный цеолит или активированная окись алюминия), эффективно предотвращающими миграцию углеводородов из насоса в вакуумный прибор [132, 158].

Использование ртутных насосов исключает указанные выше трудности. Однако при этом следует обеспечить отсутствие паров ртути в приборе (при помощи нескольких ловушек, охлаждаемых жидким азотом), особенно если материал мишени, коллектора или других частей прибора может амальгамироваться.

В настоящее время наиболее целесообразным следует считать применение безжидкостных способов откачки (ионно-сорбционные насосы с распылением поглотителя, криогенные насосы, турбомолекулярные насосы и др.), широко распространенные в современной технике получения сверхвысокого вакуума [132, 153].

Отсутствие пленки адсорбированных газов на мишени может быть обеспечено также в том случае, если мишень после очистки во время измерений поддерживается при высокой температуре. Однако это возможно лишь для небольшого числа веществ, а при исследовании температурных зависимостей измеряемых величин противоречит задаче опыта.

Контроль чистоты поверхности может быть осуществлен разными способами. Одним из чувствительных, но, к сожалению, не всегда применимых, из-за существенного усложнения установок, методов является измерение работы выхода поверхности или контактной разности потенциалов. Применение других эмиссионных методов также значительно усложняет эксперимент.

Из вторично-эмиссионных методов контроля чистоты поверхности может быть использован способ определения зависимости r от E_p при малых и средних значениях E_p [159]. Поскольку эти зависимости для указанных веществ и их окислов существенно отличаются друг от друга и упругое отражение электронов происходит в приповерхностных слоях эмиттера, можно по виду зависимости $r(E_p)$ определить, имеется ли на поверхности окисная пленка.

В работе Капицы [160] было использовано то обстоятельство, что энергетические спектры вторичных электронов чистых металлов, покрытых пленкой адсорбированных газов, и металлов, покрытых окисной пленкой, различны. Таким образом, по виду спектра истинно-вторичных электронов, а также по пикам оже-электронов можно контролировать состояние поверхности (см. § 7 гл. II).

Для контроля чистоты монокристаллических поверхностей полупроводников Фарнсвортом и его сотрудниками [161] впервые был применен метод наблюдения дифракции медленных электронов (см. § 2 гл. II). Фарнсворт показал, что при энергии электронов 50 эВ не менее 75% всех электронов, рассеянных без потери энергии, обязаны взаимодействию с атомами самого верхнего слоя. Предельная чувствительность этого метода, по данным работы [136], составляет около 5% монослоя адсорбированных примесных атомов или дефектов решетки на поверхности. Среди методов

контроля чистоты поверхности монокристаллов полупроводников можно отметить также методы измерения поверхностной проводимости, эффекта поля [133] и эллипсометрию.

§ 8. Массивные монокристаллические мишени

Мишени представляют собой либо массивные образцы, либо тонкие пленки (свободные или нанесенные на массивную подложку). Чтобы иметь возможность отнести полученные экспериментальные данные к определенному состоянию поверхности и объема мишени, необходимо стремиться к получению максимальной информации о свойствах измеряемых образцов.

Наиболее определенным и воспроизводимым является состояние мишени в виде монокристалла. При работе на «монокристаллическом уровне» электронами обстреливается какая-либо определенная грань кристалла. В этом случае наиболее проста интерпретация получаемых результатов; кроме того, при работе с монокристаллами проявляется ряд эффектов, связанных с упорядоченным расположением атомов на поверхности и в объеме твердого тела.

Способ получения поверхности монокристалла, характеризующей определенными индексами (hkl), путем выщипливания, последующей механической обработки и травления не всегда обеспечивает достаточно совершенное состояние поверхности кристалла.

Наилучшим способом получения монокристаллических поверхностей в случае диэлектрических и полупроводниковых кристаллов является скалывание монокристаллов в высоком вакууме. Щелочно-галогидные монокристаллы скалывают по плоскости спайности (100) (за исключением цезиево-галогидных кристаллов), германиевые и кремниевые — вдоль плоскости (111). Полупроводники типа $A^{III}B^V$ (InSb, InAs, GaAs, GaSb и др.) раскалываются вдоль плоскости (110) [162]. Легко раскалываются по плоскости спайности (110) кристаллы CdTe [163] и BiTe [164, 165]. Кристаллы PbS, PbSe и PbTe, имеющие структуру NaCl, скалываются по плоскости (100) [166].

Преимущество такого способа получения чистых монокристаллических поверхностей прежде всего состоит в возможности начинать измерения сразу же после получения новой поверхности. Так как операция скалывания производится обычно при комнатной температуре, то диффузию к поверхности объемных примесей, равномерно распределенных по кристаллу, можно исключить.

Однако следует иметь в виду, что при раскалывании кристалла в сверхвысоком вакууме могут освободиться измеримые количества газа и наблюдается кратковременный подъем давления. Например, при раскалывании кристаллов германия давление возрастало от 10^{-9} до 10^{-7} тор [167], а в случае кремния — от $1,5 \cdot 10^{-10}$.

до $1 \cdot 10^{-9}$ [165]. Этот эффект можно уменьшить предварительным прогревом кристаллов в вакууме.

При измерениях величин, характеризующих ВЭЭ щелочно-галоидных соединений, метод скола монокристаллов в вакууме впервые был применен Добрецовым и Титковым [169]. Ли [170] применил этот метод для изучения ВЭЭ окиси магния. Позднее при изучении ВЭЭ скол в вакууме монокристаллов MgO проводил Уэттен [171], а монокристаллов KCl — Фредерикс и Кук

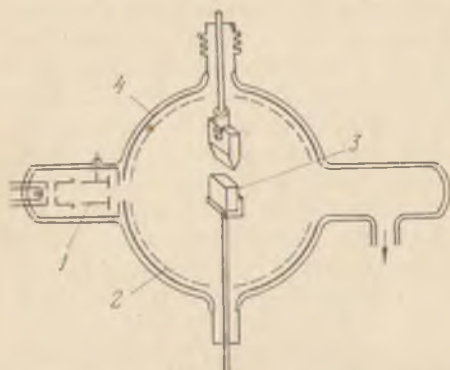


Рис. 16. Конструкция вакуумного прибора с устройством для скола кристаллов графита в сверхвысоком вакууме [171]. 1 — электронная пушка, 2 — сетка, 3 — образец, 4 — коллектор.

[59]. Конструкция вакуумного прибора с устройством для скола кристаллов в сверхвысоком ($\sim 2 \cdot 10^{-10}$ тор) вакууме [171] показана на рис. 16. Фредерикс и Кук [59] для скола кристаллов в вакууме сконструировали специальную вакуумную металлическую камеру. После откачки камеры мишень с помощью длинного направляющего стержня, проходящего через вильсоновский вакуумный уплотнитель, могла устанавливаться в положение для скалывания. Снизу кристалл опирался на спе-

циальную наковальню. Скалывание щелочно-галоидных кристаллов производилось с помощью лезвия бритвы, прикрепленного к стержню, соединенному с сильфоном. После скалывания кристалл возвращался в измерительную камеру, в которой предварительно создавался высокий вакуум. Установка для получения кристаллических сколов в вакууме описана также в работе [172]. Для раскалывания кристаллов в вакууме может быть применен также лазерный луч (лазерное термораскалывание) [173].

Атомы и молекулы некоторых газов могут образовывать на поверхности монокристаллов упорядоченные пленки, которые при использовании метода ДМЭ проявляются в виде типичных дифракционных картин (например, углерод и водород на грани $(001) W$, углерод на грани $(110) W$ [174]). Для удаления следов углерода с поверхности и из объема металлических кристаллов (W , Ni и др.) необходимо проводить отжиг мишени в кислородной атмосфере. Кислород в свою очередь удаляется с помощью прогрева в водороде. Вслед за этим проводится отжиг образца в вакууме. Адсорбция может приводить к реконструкции поверхности (см. § 2 гл. II). Например, адсорбция водорода на грани $(110) Ni$ сопровождается реконструктивным переходом поверхности в но-

вое состояние. Это проявляется в возникновении дифракционных рефлексов, соответствующих полущелым порядкам. Такой переход является обратимым. Чистые поверхности металлов (во всяком случае их основные грани) обычно не обнаруживают перестройки. Исследование ДМЭ показало [175], что очищенные от примесей грани (111), (110), (100) монокристалла Ni и Pt дают дифракционные картины, не имеющие признаков «сверхструктуры», — т. е. трансляционная симметрия поверхностной решетки такая же, как в объеме.

В отличие от металлов, на чистых поверхностях Si и Ge, например, полученных путем скола, наблюдается перестройка. При адсорбции различных загрязнений на грань (111) Si картины ДМЭ настолько сложны, что интерпретация их во многих случаях весьма затруднительна. Атомы адсорбата и субстрата могут при взаимодействии друг с другом давать столь неожиданные структуры, что само понятие монослоя теряет смысл [175].

§ 9. Пленочные мишени и методы измерения толщины пленок

В настоящее время широкое применение в электронной технике нашли различные эффективные пленочные эмиттеры, часто являющиеся также объектом физических исследований. К таким эмиттерам относятся различные сплавные катоды (Ag — Mg, Cu — Be — Al, Li — Mg, Al — Li — Mg и т. д.). Технология изготовления таких эмиттеров хорошо разработана [176 — 183]. Пленка на поверхности создается при термической обработке сплава. При этом на поверхность диффундируют атомы более легкой компоненты, и происходит их окисление. Другой тип эффективных пленочных катодов представляет собою интерметаллические полупроводниковые пленки типа $SbCs_3$ [184 — 190], многощелочные катоды [191 — 193] и др. В этом случае для изготовления пленок применяется одновременное или последовательное напыление нескольких веществ с последующей термической обработкой. Несколько иначе изготавливаются оксидно-щелочные катоды, например, оксидно-цезиевый [190]. Для увеличения коэффициента ВЭЭ полупроводниковых и диэлектрических мишеней применяется цезирование поверхности, заметно снижающее высоту потенциального барьера (средство к электрону χ) на границе поверхность мишени — вакуум. При цезировании поверхностей полупроводниковых кристаллов $A^{III}B^V$ p -типа (например, GaAs, GaP) удастся получать эмиттеры со значениями $\chi < 0$, обладающие коэффициентами ВЭЭ $\sigma \sim 10^2$ при сравнительно невысоких значениях $E_p \sim 1$ кэВ [194, 195].

Пленочные вторично-эмиссионные катоды могут быть также получены путем термической обработки поверхности твердых

растворов (сплавов) типа W — Th [196], Pt — Ba, Pd — Ba, Au — Ba и др. [196].

В экспериментальных работах по изучению эмиссионных свойств различных веществ часто целесообразно пользоваться слоями исследуемых веществ различной толщины, находящимися на массивной металлической подложке. Впервые такие исследования были произведены Копеландом [198]. Большое число данных о вторично-эмиссионных свойствах веществ получено именно на таких объектах. Вместе с тем ряд задач, например, прохождение электронов через вещество, определение глубин выхода различных групп электронов (см. гл. V) и др., обычно решаются именно при использовании тонких слоев вещества.

В настоящее время в связи с бурным развитием микроэлектроники достигнут значительный прогресс в изготовлении и нанесении тонких, воспроизводимых по своим свойствам, пленок различных веществ. В частности, разработаны способы получения монокристаллических (эпитаксиальных) пленок многих веществ. Этим вопросам посвящено несколько монографий [199 — 206]. Здесь мы остановимся лишь на некоторых вопросах, с которыми приходится встречаться в процессе исследования взаимодействия электронов с твердыми телами. Обычно в этих исследованиях используются пленки двух типов — свободные и нанесенные на какую-либо подложку.

Изготовление свободных пленок производится путем напыления исследуемого вещества на органическую подложку (коллодий, формвар, целлулоид и др.), которая затем растворяется. Таким образом можно получить сплошные пленки различных веществ толщиной от 100 — 200 Å и выше. Контроль сплошности образца — отсутствие в нем отверстий — может быть произведен определением проницаемости пленки электронами (по виду кривой зависимости Σ или D от E_p).

Основной недостаток этого способа изготовления свободных пленок заключается в том, что при растворении органической подложки и при переносе пленок через воздух из ванны в измерительный прибор поверхность мишени загрязняется остатками растворителя, слоем газа (воздуха), а в случае металлических пленок и пленок из элементарных полупроводников (Si, Ge) возможно образование окисной пленки. Поэтому изготовленные таким способом пленки могут применяться лишь в тех исследованиях, где состояние поверхности не играет решающей роли. Например, при простреле пленок электронами столь больших энергий, что толщина загрязненных поверхностных слоев оказывается значительно меньше полной толщины пленки.

Получение пленок исследуемого вещества на металлической или диэлектрической подложках может быть осуществлено раз-

личными способами, которые можно разделить на механические, химические, электрохимические и конденсационные.

Наибольший интерес для целей физической электроники представляют конденсационные способы осаждения пленок из газовой фазы. При этом вещество, которое необходимо напылить, либо испаряется путем термического нагревания образца, либо переводится в газовую фазу с помощью катодного распыления при электронной или ионной бомбардировке. В последнее время широкое распространение получил метод эпитаксиального выращивания монокристаллических пленок [206].

Для получения мишеней из пленок окислов различных металлов применяются следующие способы: 1) электролитическое окисление металла (анодирование), 2) нанесение металла в атмосфере кислорода, 3) нанесение металла с последующим окислением, 4) катодорез.

В тех случаях, когда требуется получить сильно пористые (рыхлые) пленки, обладающие рядом уникальных эмиссионных свойств, напыление ведется не в высоком вакууме, а в форвакууме или в атмосфере инертного газа (например, аргона) при давлении в несколько тор [207]. Такой режим напыления позволяет получать диэлектрические пленки (например, пленки хлористого калия) с пористостью до 97 — 98%. Степень пористости пленки зависит от давления и сорта газа, в котором производится напыление. Факторами, определяющими плотность напыленных пленок, являются также: расстояние до подложки, скорость распыления навески, температура подложки и степень ее гладкости [201, 205 — 210].

Наиболее часто изучаемые слои напыляются на гладкую массивную металлическую мишень-подложку при помощи испарителя, помещенного в тот же прибор, в котором происходят измерения. Для напыления пленок могут применяться также методы, используемые в технике молекулярных пучков [211, 212]. Печь в этом случае выполняется в виде «молекулярной пушки» (ячейки Кнудсена [213]) с диаметром отверстия, значительно меньшим длины свободного пробега $\lambda_{\text{мол}}$ молекул внутри печи. Поток молекул $N_{\text{мол}}$, вылетающих через отверстие в стенке с пренебрежимо малой толщиной, будет при этих условиях определяться числом молекул, падающих в секунду на площадь отверстия S :

$$N_{\text{мол}} = \frac{1}{4} n \bar{v} S, \quad (1)$$

где n — число молекул в 1 см³, $\bar{v} = \sqrt{8R_a T / \pi M}$ — средняя скорость молекул, T — температура источника, R_a — газовая постоянная, M — молекулярный вес. Как показал Кнудсен [213], распределение интенсивности в пучке имеет такой же вид, как

распределение света от идеального рассеивателя (закон Ламберта):

$$I(R, \vartheta) = N_{\text{мол}} \frac{\cos \vartheta}{\pi R^2}, \quad (2)$$

где ϑ — угол между нормалью к поверхности отверстия и радиусом-вектором \mathbf{R} , проведенным из отверстия к точке напыления. Когда давление в источнике возрастает настолько, что $\lambda_{\text{мол}}$ становится меньше размеров отверстия, молекулярный пучок превращается в струю пара. Для получения устойчивого кнудсеновского пучка необходимо выполнить несколько условий: 1) площадь загрузки печи испаряемым веществом должна быть велика по сравнению с площадью отверстия; 2) отверстие должно иметь более высокую температуру, чем остальная часть печи, чтобы на его краях не происходила конденсация; 3) материал, из которого изготовлена печь, при рабочей температуре не должен заметно испаряться и химически взаимодействовать с испаряемым веществом (это условие в равной степени относится к испарителям любых типов); 4) термпару, применяемую для контроля температуры печи, необходимо монтировать вблизи наиболее холодной части печи, температура которой определяет давление в источнике.

В работе Гомоюновой [208] пленки NaCl получались испарением с поверхности монокристалла каменной соли. Монокристаллическая пластинка с помощью металлических «лапок» прижималась к подогревателю из танталовой ленты. Для предварительного удаления верхнего загрязненного слоя перед кристаллом помещалась подвижная заслонка на П-образном держателе из биметалла (молибден и никель). Пропуская через биметалл ток, можно было «запирать» и «отпирать» молекулярный пучок. Равномерность напыления слоя на подложку в той области мишени, которая покрывается электронным пятном, обеспечивалась диафрагмами, установленными перед кристаллом.

Если толщина напыляемых слоев сравнима с глубиной проникновения в вещество первичных электронов, то основные требования, предъявляемые к пленкам, сводятся к их однородности по составу, структуре и толщине, а также к их механической прочности.

Для получения мишеней переменной толщины L , необходимых при изучении зависимостей $\sigma(L)$, $\delta(L)$, $\eta(L)$, $r(L)$ и др., обычно применяют либо метод клина [214, 215], либо методы непрерывного или порционного напыления исследуемого вещества на массивную подложку. В этих случаях к подложке, на которую наносится исследуемое вещество, предъявляются требования, подробно рассмотренные в § 2 гл. V.

При использовании метода непрерывного подпыления исследуемого вещества в процессе измерения указанных выше толщин-

ных зависимостей необходимо обеспечить строгое постоянство скорости испарения вещества *). В этом случае, фиксируя значения r , δ или η (при $E_p = \text{const}$) через определенные промежутки времени, можно получить зависимости $r(t)$, $\delta(t)$, $\eta(t)$ и $\sigma(t)$.

Контроль стабильности молекулярного пучка может осуществляться различными способами [201, 202]. Простейший из них, но не самый надежный — контроль температуры испарителя [218]. Дело в том, что даже при неизменной температуре скорость испарения может изменяться из-за сокращения эффективной площади испарителя, например, в результате появления на поверхности шлаков или из-за сокращения массы испаряемого вещества. Кроме того, следует иметь в виду, что из-за экспоненциальной зависимости давления паров вещества от температуры испарителя она должна поддерживаться постоянной с очень высокой точностью. Например, изменение температуры испарителя на 15° соответствует для большинства материалов изменению скорости испарения вдвое [201]. При напылении металлической пленки контроль скорости напыления можно производить, измеряя электрическое сопротивление пленки [219]. В случае диэлектрических пленок может быть применен метод, основанный на измерении оптической прозрачности пленок [220, 221].

В работах [222, 223] был предложен метод контроля скорости испарения с помощью ионизационного манометра. Атомный пучок, проходя через промежуток катод — сетка ионизационного манометра, частично ионизируется. Ток положительных ионов i^+ собирается коллектором манометра. Скорость испарения

$$dN_a/dt = A(i^+ - i_{\text{ост}}^+), \quad (3)$$

где N_a — число атомов на поверхности, $i_{\text{ост}}^+$ — ток, обусловленный остаточными газами, A — коэффициент, зависящий от чувствительности манометра, сечения ионизации испаряемого вещества, величины ионизирующего электронного тока и геометрии прибора. Для сверхвысоковакуумной системы вторым членом в (3) можно пренебречь, так как $i^+ \gg i_{\text{ост}}^+$. Для каждого испаряемого материала, используя этот метод, необходимо производить калибровку манометра. При напылении диэлектрических пленок следует температуру анода и сетки поддерживать такой, чтобы предотвратить осаждение на них испаряемого вещества. С помощью схемы обратной связи, включающей в себя датчик скорости

*) Для получения диаграммы δ — η (см. § 2 гл. V) постоянство скорости нанесения вещества на подложку несущественно. Однако следует иметь в виду, что скорость напыления является весьма важным параметром, определяющим размеры зерен и кристаллическую структуру напыляемой пленки [216]. Считается [217], что перегиб на диаграмме δ — η соответствует толщинам металлических пленок порядка десяти атомных слоев.

испарения, индикатор и усилитель ионного тока, управляющий магнитный усилитель, дроссель насыщения и источник питания испарителя, можно осуществить полную автоматизацию процесса напыления. Установив с помощью этой схемы фиксированную скорость испарения и открывая заслонку на строго определенный промежуток времени, можно напылять пленки заданной толщины с точностью в пределах $\pm 5\%$. Недостаток этого метода в том, что с его помощью измеряется скорость испарения, а не скорость осаждения, которая зависит от вероятности прилипания γ и может сильно меняться при малых степенях покрытия. Точность этого метода контроля падает при низких скоростях испарения и высоком давлении остаточных газов, когда токи i^+ и $i_{ост}^+$ оказываются сравнимыми. Еще одним источником ошибок при высоких температурах испарителя может быть термоэлектронная эмиссия с него, которая нарушает нормальную работу ионизационного манометра. Подавая на испаритель небольшой положительный потенциал относительно нулевого провода схемы, можно устранить это влияние.

В работе [208] для контроля скорости поступления из испарителя на мишень молекул NaCl было использовано явление поверхностной ионизации молекул на раскаленной вольфрамовой нити, расположенной вблизи испарителя.

Высокочувствительным методом контроля скорости напыления является осаждение пленки на грань кварцевого кристалла, являющегося частью высокочастотного контура высокочастотного генератора [224, 225]. При напылении пленки на кристалл меняется его масса, что вызывает сдвиг резонансной частоты на некоторую величину Δf , пропорциональную толщине пленки L :

$$\Delta f = \rho L/B, \quad (4)$$

где ρ — плотность материала пленки, B — постоянная прибора. Например, для пластинки AT -среза из кварца с резонансной частотой 4 МГц напыление слоя Ni толщиной в 1 \AA приводит к сдвигу частоты на несколько герц. При использовании этого метода следует иметь в виду, что нагрев кристалла кварца за счет лучеиспускания испарителя может привести к неконтролируемому уходу частоты, так как собственная частота колебаний кварцевой пластинки зависит от ее температуры *).

Свойства слоев при непрерывном напылении и напылении порциями могут оказаться не идентичными. Факторами, создающими это различие при одинаковой скорости напыления, могут

*) AT -срезом называется срез под углом $35^\circ 10'$ к плоскости кристалла кварца. Такая кварцевая пластинка имеет в области комнатных температур самую низкую зависимость частоты колебаний от температуры.

быть недостаточно совершенные вакуумные условия, а также электронная бомбардировка мишени, вследствие чего меняется состав и структура отдельных слоев. Влияние электронной бомбардировки может быть исключено уменьшением числа электронов, падающих на мишень. Например, при использовании метода одиночных импульсов [226] (см. § 5 гл. VII), как показано в [227], результаты измерений функций $\delta(L)$ и $\eta(L)$ для пленок NaCl не зависят от того, наносится ли слой непрерывно или порциями.

К числу недостатков методов непрерывного или порционного напыления следует отнести возможность изменения свойств пленки при изменении ее толщины. По существу, получаемые данные относятся к различным пленкам. Кроме того, имеет место неоднородность пленки по толщине в различных точках мишени.

Метод клина [214, 215] дает возможность избежать последовательных подпылений и снимать кривые $\sigma(L)$, $\eta(L)$ и др., используя один и тот же слой с некоторым заданным распределением толщины $L(x)$ вдоль длины мишени. Подставляя под пучок первичных электронов любое место клина, можно получить зависимость $\sigma(E_p)_L$ и другие коэффициенты ВЭЭ для различных значений L и затем построить кривые $\sigma(L)_{E_p}$ или другие подобные зависимости. Применение развертки электронного пучка вдоль клина позволяет автоматизировать процесс снятия кривых $\sigma(L)$ или $\eta(L)$. Распределение конденсата по поверхности клина может быть рассчитано следующим образом. Если производить напыление исследуемого вещества на подложку из испарителя, для которого распределение интенсивности испаряемого вещества по углам близко к изотропному, то распределение конденсата по подложке описывается формулой Векшинского [228]:

$$L(x) = \frac{P}{4\pi h^2} \left[1 + \left(\frac{x}{h} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где P — вес испаренного вещества (в г), h — расстояние от испарителя до мишени по нормали к ее поверхности (в см), x — расстояние (в см), отсчитываемое вдоль клина.

Из приведенных данных видно, что при использовании «точечного» испарителя для получения обычных (неклинообразных) пленок необходимо располагать напылитель от мишени на таком расстоянии, чтобы в выражении (5) можно было бы пренебречь величиной $(x/h)^2$ по сравнению с единицей. Если это невозможно, то используются несколько напылителей, расположенных симметрично относительно мишени.

Для пересчета толщины L , выраженной в г/см², в сантиметры, необходимо знать истинную плотность напыленного слоя ρ . Часто для оценки L (в см) пользуются табличными значениями ρ , относящимися к массивному веществу, однако в случае толстых

пленок из-за возможной пористости это может привести к значительным ошибкам. Поэтому толщину слоя обычно характеризуют числом граммов (или микрограммов) на 1 см^2 .

К числу недостатков метода клина относятся: а) нелинейное распределение конденсата по клину (см. формулу (5)), что затрудняет измерения, так как области больших толщин соответствует очень резкий спад $L(x)$; б) возможное существенное различие в структуре тонкой и толстой частей клина [227]; в) трудность совмещения этого метода с методом сферического задерживающего поля, вследствие чего затрудняется получение информации об изменении с толщиной спектров истинно-вторичных и неупруго отраженных электронов.

В случае очень тонких пленок (порядка 1 — 2 монослоев), кроме различия вторично-эмиссионных свойств подложки и напыленного на нее слоя, может проявиться и различие в работах выхода, что впервые было отмечено Сикстусом [229]. Различие в работах выхода приводит к тому, что при образовании первых слоев адсорбата происходит изменение коэффициента эмиссии медленных электронов из подложки δ_n и практически не изменяется величина КНО подложки η_n [230—237].

Определение толщины субмолекулярных и мономолекулярных слоев может быть произведено путем измерения зависимости от времени напыления работы выхода поверхности $e\phi$, контактной разности потенциалов $U_{\text{к.р.п}}$ между мишенью и катодом пушки [238], токов термо- и фотоэлектронной эмиссии [239, 240], а также эмиссии электронов Оже (см. § 7 гл. II). Конечно, более предпочтительны те измерения, при которых мишень не подвергается дополнительному нагреву. Зависимость величин $e\phi$ и $U_{\text{к.р.п}}$ от толщины слоя L (времени напыления t) для ряда тонкопленочных систем (например, таких, как $\text{BaO} - \text{W}$, $\text{Ba} - \text{W}$ и др.) хорошо известна [240, 241]. Более того, подобные измерения можно использовать и для определения толщин более массивных пленок, используя полученные зависимости при малых L как калибровочные и считая, что количество напыленных слоев пропорционально времени.

Для определения структуры и сплошности тонких адсорбированных на поверхности подложки слоев необходимо использовать методику, разработанную при изучении адсорбционных свойств подобных систем [242 — 245]. Наиболее совершенным способом контроля состояния поверхности является использование дифракции медленных электронов и электронной оже-спектроскопии [134 — 136, 246, 247] (см. §§ 2 и 7 гл. II).

В качестве метода грубого контроля степени однородности распределения конденсата по поверхности подложки и роли неупруго отраженных от подложки электронов во ВЭЭ иногда применяется растровая развертка пучка первичных электронов по тон-

коплевочной мишени, нанесенной на однородную или неоднородную подложку [248—250] (см. § 3 гл. VII и § 6 гл. XI).

Прямым методом определения толщин пленок, прозрачных для видимого света, является интерференционный метод [199, 202]. В этом случае толщина пленки рассчитывается из условия резонанса световых волн в толще пленки с учетом преломления. Для максимума отражения имеем

$$L = \frac{\lambda_0}{2} \frac{s}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}, \quad (6)$$

где λ_0 — длина волны падающего света (в вакууме), n — показатель преломления пленки, φ — угол падения на пленку светового луча, s — целое число (порядок интерференционной полосы). При нормальном падении светового луча на поверхность пленки для первого интерференционного максимума $L_{\max} = \lambda_0/2n$, для первого интерференционного минимума $L_{\min} = \lambda_0/4n$. Частным случаем этого метода при использовании белого света является метод определения толщины прозрачных слоев по цветам тонких пленок. Для определения этим способом толщины металлических слоев необходимо предварительно превратить металл химическим путем (если это возможно) в соединение, прозрачное в видимой части спектра [199].

Наряду с указанными выше, наиболее часто применяемыми при изучении взаимодействия электронов с твердыми телами способами существует ряд других методов для определения толщин пленок: метод радиоактивных изотопов [251], метод растворения напыленного слоя (например, щелочно-галогидных солей) с последующим определением концентрации ионов по электропроводности раствора [252], различные методы определения толщин электролитически окисленных пленок [253], различные электрические методы, основанные на определении сопротивления или емкости пленки [254] и др. Подробное рассмотрение всех этих методов выходит за рамки настоящей книги.

Контроль структуры и состояния пленок, особенно после различных обработок, приобретает в настоящее время первостепенное значение, например, в микроэлектронике. Для этой цели применяются электронно-графические исследования. Однако электронографы должны работать в достаточно совершенных вакуумных условиях, а мишени должны готовиться внутри электронографа.

Если используется перенос мишени из электронографа в измерительный прибор (или обратно) через воздух, то это сильно снижает ценность метода. То же относится к различным электронно-микроскопическим методам контроля пленок. Хорошие результаты дает применение дифракции медленных электронов и оже-спектроскопии, осуществляемых в том же приборе, в котором

производятся основные измерения [175, 247]. В [255] описана конструкция и приведены основные характеристики разработанного в СССР металлического разборного прибора для комплексных исследований поверхностных явлений (определение химического состава и концентрации адсорбированных атомов от $\sim 0,01$ — $0,1$ моноатомного слоя до нескольких слоев, исследование кристаллической структуры сложных поверхностей, измерение вторично-эмиссионных и термоэмиссионных свойств различных пленочных систем).

В настоящем параграфе мы не приводим сведений о конструкциях мишеней, применяемых при изучении взаимодействия электронов с твердыми телами. В зависимости от конкретной задачи исследования эти конструкции могут быть самыми разнообразными *). Однако в любом случае желательно, чтобы можно было легко манипулировать положением мишени, вращать ее вокруг оси, измерять температуру ее рабочей поверхности, нагревать или охлаждать мишень. Для этих целей в современных металлических вакуумных установках используют весьма сложные конструкции кристаллодержателей и манипуляторов.

§ 10. Коллекторы вторичных электронов

Регистрация вторичных электронов или первичных электронов, прошедших через исследуемую пленку, может производиться различными способами. В работе Ленарда [256] по прохождению электронов через тонкие металлические фольги интенсивность прошедшего через пленку пучка регистрировалась по яркости свечения флуоресцирующего экрана. Этот способ был применен им же в одной из первых работ по ВЭЭ [257]. Электроны, ускоренные сеткой, поступали на металлический шарик, покрытый фосфором. По интенсивности свечения фосфора определялось отношение числа вторичных электронов к числу первичных **). Юнг [258] определял граничную энергию прострела электронами тонких пленок по кривой зависимости яркости свечения экрана, помещенного за пленкой, от энергии первичных электронов E_p . Индикатором интенсивности люминесценции служил фотоумножитель. При определении граничной энергии прострела величина

*) Некоторые, наиболее часто употребляемые конструкции мишеней описаны в §§ 1 и 2 гл. V, в §§ 3 и 4 гл. VI, а также в гл. VIII—X, где приводятся данные о конструкциях приборов для изучения ВЭЭ, зарядки и ЭВП диэлектриков.

**) Люминесцентный метод регистрации слабых электронных потоков получил в настоящее время широкое распространение в растровой микроскопии (см. § 6 гл. XI) благодаря ряду преимуществ, которыми он обладает по сравнению с методом непосредственной регистрации тока.

E_p увеличивалась до тех пор, пока не обнаруживалась люминесценция. При этом учитывалось, что начало заметной люминесценции не совпадает с нулевой энергией вылетевших из металлической пленки электронов, а имеет место начиная с энергии электронов ~ 1 кэВ. Кроме того, учитывалось, что из-за отражения света от слоя металла интенсивность люминесценции экрана отличается от интенсивности люминесценции при отсутствии исследуемой пленки. Аналогичный метод изучения торможения электронов был применен Фелдманом [259].

Необходимо, однако, отметить, что интенсивность люминесценции определяется как энергией электронов, так и величиной плотности тока пучка электронов, прошедших через пленку. Это обстоятельство затрудняет однозначную интерпретацию результатов, полученных данным методом [260]. При большой плотности тока может наступить насыщение интенсивности люминесценции.

В некоторых работах по исследованию статистики ВЭЭ, где используются электронные пучки весьма малой интенсивности для регистрации отдельных электронов, ускоренных до энергии в несколько десятков кэВ, применяются газовые или полупроводниковые счетчики [261 — 268] (см. § 4 гл. VI).

Большинство работ по изучению пробегов электронов в твердых телах, ВЭЭ, ЭВП и зарядки выполнено обычным методом измерения токов первичного и вторичного пучков.

Для измерения дифференциальных потоков электронов, движущихся в определенном направлении, применяются цилиндры Фарадея и различные анализаторы энергий электронов (магнитные или электростатические). В последнем случае основная информация содержится в кривых распределения вторичных электронов по энергиям $N(E_s)$. Если эти кривые не искажены за счет приборных эффектов (например, за счет изменения чувствительности анализатора с изменением энергии анализируемых электронов), то, интегрируя площади под кривыми, можно получить сведения о числе вторичных, упруго и неупруго отраженных электронов, вылетающих под определенным углом θ к поверхности мишени.

Для получения интегральных данных о вторичных токах (i_σ , i_δ , i_η , i_r), создаваемых заданным первичным током i_p , применяются коллекторы, представляющие собою проводящие поверхности. Форма и размеры коллектора определяются задачей исследования. Применяются сферические, цилиндрические и плоские коллекторы. Реже — нитевидные коллекторы. Большой интерес для получения спектров вторичных электронов представляет использование так называемого дифференциального коллектора (рис. 17) в приборе, названном автором [269] «постмонохроматором» (post-monochromator).

Отфильтровывая медленную часть исследуемого спектра электронов с помощью сетчатого сферического электрода 1 и пропуская остальную часть спектра через область, окруженную цилиндрическим электродом 2, на вспомогательный плоский коллектор 3 большого радиуса r_2 , можно с помощью тянущего поля собирать

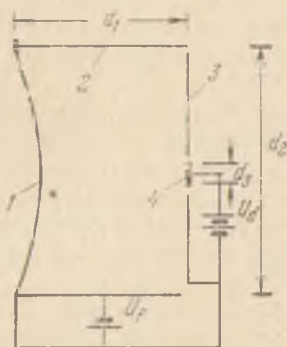


Рис. 17. Постмонохроматор с дифференциальным коллектором [269].

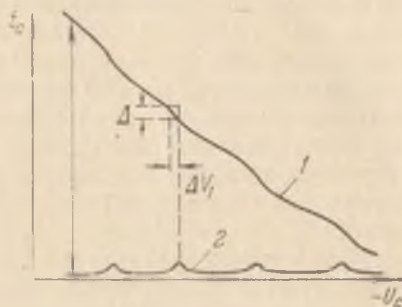


Рис. 18. Кривая задержки полного тока (1) и ток на дифференциальный коллектор (2) [269].

на плоский дифференциальный коллектор 4 малого радиуса r_3 ($r_3/r_2 \approx 0,05$), расположенный в центре системы, группу наиболее медленных из прошедших через фильтр электронов. При этом вместо кривой задержки непосредственно регистрируется дифференциальное распределение электронов по энергиям (рис. 18).

На рис. 19 показаны типичные траектории электронов в постмонохроматоре (см. рис. 17) при двух различных начальных энергиях $E_{s1} = 0,25$ эВ (а) и $E_{s2} = 1$ эВ (б, в). При этом напряжение на дифференциальном коллекторе $U_4 = +400$ В, а напряжение на электродах 2 и 3 равно нулю. Видно, что в случае рис. 19, б электроны успевают более глубоко проникнуть в постмонохроматор, прежде чем их траектории резко изменят свое направление. Случай рис. 19, в отличается от случая рис. 19, б только тем, что на цилиндрический электрод 2 подан небольшой тормозящий потенциал $U_2 = -8$ В. При этом осуществляется лучшая фокусировка медленных электронов на дифференциальный коллектор. Однако часть электронов, летящих по периферийным траекториям, поворачивает обратно к сферическому сетчатому электроду 1. Прибор с постмонохроматором позволяет по данным работы [269] получать спектры оже-электронов с разрешением, не уступающим разрешению энергоанализатора с цилиндрическим зеркалом.

Так как коллектор подвергается обстрелу электронами, летящими с мишени, он также является эмиттером электронов,

называемых обычно третичными, так как в этом случае роль первичных играют вторичные электроны, испущенные мишенью. Эти третичные электроны, попадая на мишень, создают паразитный ток, который в определенных условиях может существенно исказить результаты измерений (см. § 4 гл. IV).

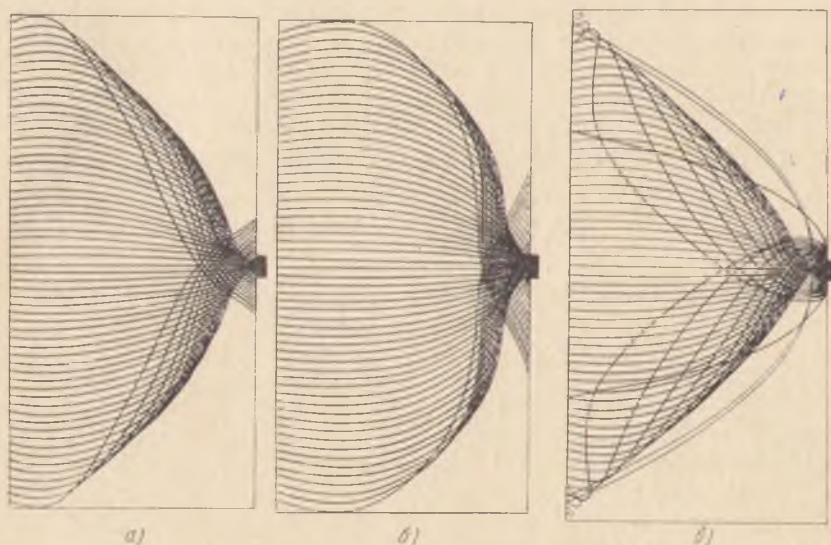


Рис. 19. Трасектории электронов в постмонохроматоре при различных условиях [269]:
 а) $E_s = 0,25$ эВ, $U_4 = +400$ В, $U_2 = 0$; б) $E_s = 1$ эВ, $U_4 = +400$ В, $U_2 = 0$;
 в) $E_s = 1$ эВ, $U_4 = +400$ В, $U_2 = -8$ В.

Для того чтобы искажения, вносимые коллектором, были сведены к минимуму, при выборе материала для него необходимо выполнить два требования: коллектор должен быть плохим эмиттером вторичных электронов и, что еще более важно, относительная доля быстрых электронов во вторичной эмиссии с коллектора должна быть малой, т. е. вещество, из которого изготавливается коллектор, должно обладать малыми значениями не только σ , но и η .

С этой точки зрения наилучшими материалами для коллектора являются элементы, расположенные в начале периодической системы элементов, поскольку коэффициент η у них невелик. На металлические коллекторы, обладающие сравнительно большими значениями η (хром, серебро, золото и др.), целесообразно наносить пористые покрытия из углерода (сажа), платиновой черни и т. п. Однако вследствие трудностей, связанных с обезгаживанием подобных коллекторов, иногда приходится применять чисто

металлические поверхности. В качестве антидинаatronного покрытия Марме и Кервин [75] применили так называемый «электронный бархат» («electron velvet»): стенки коллектора покрываются решетками из плотно прилегающих друг к другу коротких, тонких позолоченных медных трубок с осями, перпендикулярными стенкам. Брюнингом [270] в качестве антидинаatronного покрытия было предложено использовать металлическую поверхность с укрепленными на ней ребрами. Такая поверхность, покрытая слоем сажи, имеет $\sigma_m \approx 0,2$ [269]. В случае дифференциального коллектора, имеющего самый высокий положительный потенциал в системе постмонорхматора, вторичная эмиссия с него полностью заперта. Это еще одно преимущество такой системы.

Глава IV

Методы измерения коэффициентов вторичной электронной эмиссии, упругого и неупругого отражения электронов

§ 1. Приборы для измерения коэффициента ВЭЭ твердых тел на отражение

Измерение коэффициента ВЭЭ σ может проводиться в приборах различной конструкции. Форма, размеры и конструкция прибора, форма и размеры мишени и коллектора определяются задачами исследования и возможностью получить мишень в требуемом виде (см. гл. III).

В ранних работах по ВЭЭ в качестве измерительных приборов при невысоких значениях E_p использовались обычные электронные лампы триодного или тетродного типа с исследуемой мишенью в качестве анода и термокатодом в качестве источника первичных электронов [1 — 9]. Энергия первичных электронов, достигших анода, определяется разностью потенциалов между катодом и анодом. Вторичные электроны собираются на сетку, потенциал которой устанавливался несколько выше потенциала анода. В тридцатых годах триоды с указанным назначением электродов широко применялись в качестве измерительных приборов при изучении статистики ВЭЭ [8 — 13] (см. § 4 гл. VI).

Ряд авторов (Лемпицкий [14], Райт и Вудс [15], Джекобс и др. [16, 17]) использовали лампы типа триодов и тетродов при исследовании вопроса о пороге ВЭЭ диэлектриков и полупроводников. В приборе Маурера [18] мишенью служила сетка, а анод являлся коллектором. Трелоар [19] использовал тетрод для измерений σ проволок. В последнее время триоды для изучения ВЭЭ применяются редко [21].

Измерение ВЭЭ в триоде не может считаться достаточно надежным. С помощью такого прибора можно получить лишь качественные сведения о ходе кривой $\sigma(E_p)$. Основные причины погрешностей заключаются в наличии заметных и трудно учитываемых

паразитных токов. Часть первичных электронов в лампах, где мишенью является анод, попадает непосредственно на сетку, вследствие чего возникают затруднения при определении величины i_p , а следовательно, и σ [20].

Вторичный ток с анода равен

$$i_s = \sigma(1 - p)i_p, \quad (1)$$

где p — доля первичного тока, попавшего на сетку *). Ток в цепи анода

$$\bar{i}_a = (1 - p)i_p - i_s, \quad (2)$$

а в цепи сетки

$$i_g = pi_p + i_s = i_p(p + \sigma). \quad (3)$$

Из (1) — (3) получается выражение для σ :

$$\sigma = 1 - \bar{i}_a / [(1 - p)(i_g + \bar{i}_a)]. \quad (4)$$

Упруго и неупруго отраженные мишенью электроны могут не попасть на сетку и в результате вновь вернуться на анод. Вследствие этого измеряемая величина σ в триоде, как правило, меньше, чем в других приборах [22].

К недостаткам метода триода относится также отсутствие хорошо сфокусированного пучка электронов, а следовательно, и неопределенность угла ϕ падения первичных электронов на анод, вследствие электронно-оптического действия сетки. Это приводит к заметному разбросу нормальных к поверхности анода составляющих скорости электронов. При малых значениях анодного напряжения ($U_a \equiv U_p \rightarrow 0$), когда электроны в промежутке сетка — анод полностью затормаживаются, часть электронов с малыми нормальными составляющими скорости полностью теряет скорость еще до подхода к мишени и не принимает участия в бомбардировке мишени (электронно-оптическое отражение). Чем больше этот эффект, тем меньше величина анодного тока \bar{i}_a , а следовательно, тем ближе к единице кажущееся значение $\sigma_{\text{эфф}}$. По этой причине в лампах такого типа нельзя получить достоверных данных о ходе кривой $\sigma(U_p)$ при малых U_p .

При изучении ВЭЭ обычно используются приборы с электронными пушками, создающими хорошо сфокусированные электронные пучки (см. §§ 4 — 6 гл. III). Применяются стеклянные отпаянные приборы или металлические разборные конструкции с фланцами, в которых в качестве вакуумного уплотнения используются прокладки из металлической фольги. Если задача заключается лишь в определении σ , то наиболее целесообразной является конструкция с плоскими или цилиндрическими электродами (с диско-

*) Приближенные методы определения величины p рассмотрены в [22].

образной мишенью, находящейся внутри цилиндрического коллектора) [23 — 31]. Если необходимо также анализировать вторичные электроны по энергиям, то в зависимости от применяемого анализатора возможны различные конструкции прибора.

При проведении комплексных исследований, в которых изучается несколько параметров, например, зависимости σ , δ , η и γ от E_p для анализа энергий различных групп электронов, целесообразно применение приборов сферической геометрии, поскольку анализ всех эмиттированных электронов по полным энергиям может быть проведен лишь в приборах этого типа.

Изготовление мишени в виде полусферы связано с трудностями, а иногда невозможно, например, при исследовании определенной грани монокристалла. Поэтому широкое распространение получили приборы с плоской мишенью и сферическим коллектором, называемые квазисферическими. При соблюдении определенных соотношений между размерами электродов замена полусферы плоскостью не вносит существенных ошибок.

В приборе Фаулера и Фарнswortha (см. рис. III.9) пучок первичных электронов, выходящих из щели S_2 цилиндрического анализатора, фокусировался с помощью одиночной линзы $L_1L_2L_3$ и направлялся на дискообразную мишень, помещенную внутри цилиндрического коллектора. Замедление пучка до нужной энергии происходило в промежутке линза — мишень. При торможении пучка происходила некоторая дефокусировка. Как показали контрольные опыты, часть первичного пучка уже при энергии $E_p = 0,6$ эВ не попадала на мишень, если расстояние мишени от коллекторной диафрагмы превышало 15 мм. В связи с этим авторы все свои измерения проводили при некотором оптимальном расстоянии между мишенью и коллекторной диафрагмой ($\sim 4 - 4,5$ мм), когда ошибки, связанные с дефокусировкой и потерей отраженных электронов через входное отверстие в коллекторе, были минимальными. Энергия первичных электронов определялась с помощью кривых задержки полного тока. За меру энергии E_p принималась та точка на оси напряжений, которой соответствует уменьшение полного тока на половину своего максимального значения. Контактная разность потенциалов между мишенью и коллектором определялась с точностью до 0,005 В. Магнитное поле Земли компенсировалось катушками Гельмгольца. Наряду с поликристаллическими образцами исследовались монокристаллы германия. Давление остаточных газов не превышало $2 \cdot 10^{-9}$ тор. Мишени обезгаживались с помощью электронной и ионной бомбардировки.

Кэн, Хобсон и Армстронг [30] для измерения коэффициента γ отражения медленных электронов от различных граней монокристалла W применили отпаянный прибор с цилиндрическим коллектором и электронной пушкой I (рис. 1). Пучок электронов с

энергией от 1 до 200 эВ падал нормально на одну из граней монокристалла W. Электроны, прошедшие сквозь сетку 5, ускорялись напряжением в 1000 В и попадали затем на флуоресцирующий коллектор-экран 2. Ребристая пластина 4, расположенная за мишенью 3, служила коллектором рассеянных первичных электронов. Для откачки остаточных газов использовались титановые

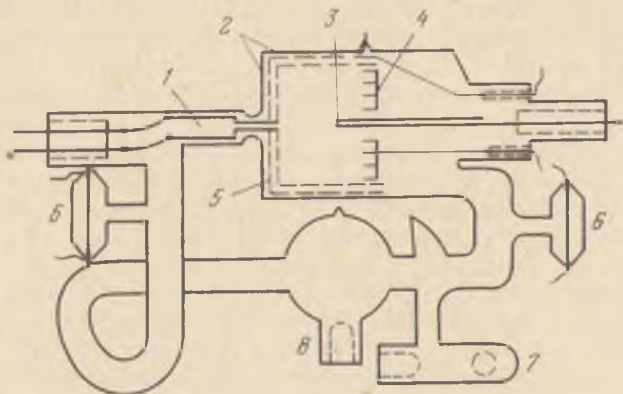


Рис. 1. Прибор для исследования упругого отражения медленных электронов [30].

геттеры 6 и обращенный магнетрон 7, магнит которого во время измерений убирался в сторону; 8 — манометр Альперта. При помещении приборов в катушки Гельмгольца остаточное постоянное магнитное поле не превышало 2,5 мЭ. Переменное магнитное поле было меньше 2,0 мЭ.

Городецким [31] при исследовании ВЭЭ и упругого отражения медленных электронов от металлических и полупроводниковых пленочных мишеней была использована конструкция прибора с электронной пушкой 1 (рис. 2), со сферическим коллектором 2 и с плоской металлической мишенью 3, укрепленной на подвижной каретке 4. Мишень могла устанавливаться в трех положениях: в положении 5 для напыления на нее исследуемых веществ Ва, ВаО (6 — нанылители), перед вольфрамовой спиралью 7, где она могла прогреваться с помощью электронной бомбардировки, и в центре сферы-коллектора для проведения измерений (рис. 2).

Метод сферического «конденсатора» (сферического диода) для изучения взаимодействия электронов с металлами впервые был применен Фарнsworthом [33] в 1928 г.

Брюнинг и Де-Бур [34] в 1938 г. для измерения σ и распределения вторичных электронов по энергиям применили прибор типа квазисферического диода с испарителями для нанесения в вакууме исследуемого вещества на плоскую мишень, которая могла пере-

двигаться из положения в центре сферы в положение для напыления.

Салов [35] измерял σ в приборе, где несколько образцов располагается на подвижной каретке, перемещаемой с помощью внешнего магнита так, что любой из образцов может располагаться напротив электронной пушки или одного из двух испарителей. Коллектор выполнен в виде небольшой полусферы. Прибор квазисферической конструкции с вращающейся мишенью был применен Гобрехтом и Шпеером [36] для изучения вторично-эмиссионных свойств полупроводниковых пленок, напыляемых в вакууме. Вращение мишени производилось посредством электромагнита, который действовал на небольшой железный грузик.

Антидинатронная сетка в приборах для изучения ВЭЭ впервые была применена Штебергером [37] в 1928 г. Ее назначение — подавать эмиссию третичных электронов с коллектора. Широкое применение сферических и квазисферических триодов с антидинатронной сеткой для изучения ВЭЭ началось после работы Штернгласа [38]. Антидинатронная сетка располагается вблизи сферического коллектора и на нее подается задерживающий вторичные электроны потенциал $-U_g$. При этом сетка играет роль эффективного коллектора электронов. На сплошной сферический коллектор подается положительный по отношению к сетке потенциал $+U_c$. Обычно сетка изготавливается из медного, молибденового или вольфрамового сеточного полотна и имеет прозрачность 70—90% [38, 39]. Для определения величины вторичного тока i_s необходимо производить измерения суммы токов, текущих в цепях сетки и коллектора.

В работе Штернгласа [38] впервые при изучении ВЭЭ и неупругого отражения электронов была применена металлическая разборная конструкция вакуумного прибора. Стандартная электронная пушка создавала пучок электронов с энергией от 200 эВ до 3 кэВ. По отношению к мишени пушка была расположена примерно под углом 3° для устранения засветки мишени катодом пушки. Вторичные электроны, испускаемые мишенью, собирались сферическим коллектором и антидинатронной сеткой. Небольшая часть отраженных электронов через отверстие в коллекторе, рас-

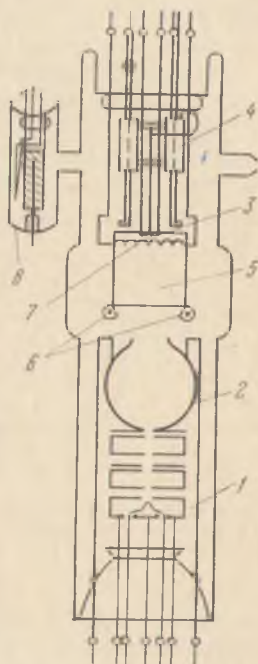


Рис. 2. Прибор для исследования ВЭЭ и упругого отражения электронов при малых энергиях [31].

положенное под углом 45° относительно направления первичного пучка, проходила на цилиндр Фарадея, в цепи которого измерялся ток неупруго отраженных электронов i_n . Антидинаatronная медная сетка имела прозрачность $\sim 70\%$. Для уменьшения вторичной эмиссии и отражения электронов коллекторные электроды покрывались слоем аквадага.

Кроме антидинаatronной сетки, в квазисферический триод иногда вводится вторая сетка, позволяющая производить анализ быстрых вторичных электронов по полным энергиям при наличии плоской мишени [40 — 42]. Впервые такой квазисферический тетрод был применен Гамильтоном и Гроссом [40] в качестве бета-спектрометра. Джонкер [43] сконструировал прибор с двумя сферическими электродами и плоской мишенью, помещенной в центре сфер. Наличие меридианной щели в сфере малого радиуса позволяло изучать угловое распределение различных групп вторичных электронов (см. § 2 гл. VI).

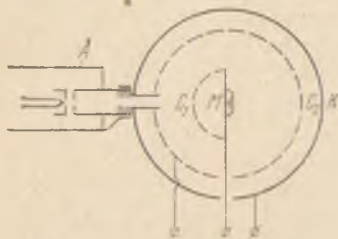


Рис. 3. Прибор для изучения спектров неупруго отраженных электронов [41].

Мацкевич [41] для изучения спектров электронов, неупруго отраженных от поверхности диэлектриков (рис. 3), применила прибор с двумя сферическими сетками. Коллекторная сфера K диаметром 75 мм выдавливалась из нержавеющей стали. Внутри нее помещалась антидинаatronная сетка C_2 диаметром 52 мм. Мишень M окружалась полусферической сеткой C_1 диаметром 30 мм. Геометрическая прозрачность обеих сеток — 90%. На поверхность сеток и коллектора наносилась сажа. Для уменьшения влияния поля коллектора на первичный пучок к аноду A пучки крепились коллиматорная трубка, сквозь которую пучок вводился в область между сетками. Телесный угол, под которым вход в коллиматорную трубку виден с мишени, составляет около 0,03 рад. Следует отметить, что использование такой трубки приводит к искажению радиальной симметрии сферического поля в окрестности коллимационной трубки. Как показала проверка с помощью электролитической ванны, проведенная в [41], область у сетки C_2 , в которой поле было заметно искажено, не превышала 0,1 рад.

Кантер [42] применил квазисферический тетрод для изучения углового распределения и энергетических спектров электронов, прошедших через тонкие металлические пленки (см. § 1 гл. V). Приборы с тремя сферическими сетками (квазисферические пентоды) нашли широкое применение для наблюдения ДМЭ и в оже-спектроскопии (см. § 1 гл. VI).

В приборах, предназначенных для измерения зависимости коэффициентов ВЭЭ (σ , δ , η , γ) от угла падения φ пучка первичных электронов на поверхность мишени, должна быть предусмотрена возможность поворота либо плоскости мишени относительно оси прибора, либо пушки и коллектора относительно неподвижной мишени. В работе [41] для измерения зависимости коэффициента неупругого отражения η от угла падения первичных электронов φ мишень и пушка монтировались в отростках со взаимно перпендикулярными осями. При этом с помощью шлифа можно было поворачивать плоскость мишени относительно оси пучка.

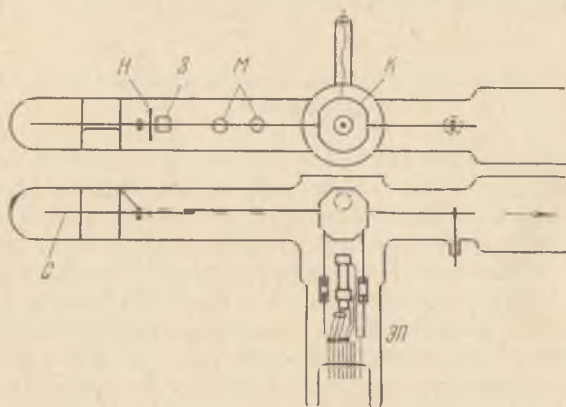


Рис. 4. Прибор для изучения тонкой структуры зависимости $\sigma_{hkl}(\varphi)$ [44].

На рис. 4 показан отпаянный прибор, в котором вращение мишеней M осуществляется с помощью вращаемого магнитом никелевого коромысла H . Мишени крепятся на жестких вольфрамовых направляющих C , ось вращения которых совпадает с плоскостью поверхности мишени. На направляющих одновременно закрепляется несколько образцов и зеркало $З$, плоскость которого параллельна плоскости кристаллов. Зеркало используется для точного измерения углов поворота мишени, K — коллектор, $ЭП$ — электронная пушка. Этот прибор был использован Соши и Деккером [44] для изучения тонкой структуры зависимости $\sigma_{hkl}(\varphi)$ монокристаллов титана. В приборе Лейпонски и Веттена [45], также предназначенном для изучения тонкой структуры кривой $\sigma_{hkl}(\varphi)$, держатель мишени подвешивался на шарнирах на одной из стенок прибора. Поворачивая прибор относительно оси вращения держателя, можно было изменять угол падения пучка на мишень.

В приборах, используемых для изучения зависимости $\sigma_{hkl}(\varphi)$, особенно ее тонкой структуры, очень важно не только точно

измерять угол поворота мишени относительно оси пучка, но необходимо также очень тщательно контролировать величину угла расходимости первичного пучка θ_p . В работе [45] расходимость электронного пучка не превышала 3° .

Экспериментальные приборы квазисферического типа с мишенью, которая могла поворачиваться на определенный угол относительно оси первичного пучка, были использованы в работах [46—50]. В работах [47—49] для перемещения и вращения образцов в вакууме была использована схема с автоматизированным приводом. В работе [50] описано устройство для вращения мишени в металлической вакуумной камере.

§ 2. Приборы для измерения коэффициента ВЭЭ жидкостей

Изучение взаимодействия электронов с жидкими мишенями представляет интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, эти исследования позволяют выяснить роль агрегатного состояния вещества, в частности, кристаллической структуры, в механизме таких явлений, как упругое отражение электронов, ХПЭ электронов, ВЭЭ. Во-вторых, жидкое состояние обеспечивает молекулярную гладкость и однородность поверхности, что весьма важно, например, при исследовании зависимости коэффициентов ВЭЭ (δ , η , r) от угла падения первичных электронов. В третьих, жидкие и термопластические диэлектрики применяются в ЭЛТ для записи информации λ , в частности, для фазовой модуляции когерентного света [51]. В-четвертых, пленки различных жидкостей (насосное масло, сконденсированные пары замазки и др.) могут присутствовать на поверхностях твердых тел, подвергаемых электронной бомбардировке.

При изучении ВЭЭ жидкостей возникают дополнительные трудности, которых нет при работе с твердыми телами. Прежде всего необходим резервуар (тигель), в котором помещается исследуемая жидкость. Материал, из которого сделан резервуар, обязан удовлетворять ряду требований. Он должен быть способным выдерживать тщательную предварительную обработку и обезгаживание. Химическое взаимодействие материала тигля с исследуемой жидкостью должно быть исключено. Если необходимо менять агрегатное состояние исследуемого вещества, то при переходе жидкости в твердое состояние или обратно стенки тигля не должны разрушаться.

Желательно, чтобы изучаемая жидкость обладала достаточно малой упругостью паров. Это гарантирует от искажающего влияния ионных токов, возникающих при ионизации паров электронным ударом. Для получения надежных результатов при работе

с жидкостями необходима высокая чистота используемых материалов. На поверхности жидкости, наряду с адсорбцией остаточных газов, в случае жидких металлов возможно возникновение шлака, состоящего из окислов металлов и других примесей. Поэтому во многих работах по ВЭЭ жидкостей, начиная с первой работы по изучению ВЭЭ ртути [52], предусматривалась возможность обновления поверхности мишени.

Обычно в качестве объектов изучения используются различные сорта вакуумных масел, канифоль и металлы с низкой температурой плавления (Hg, Ga, In, Bi, Sn, Pb и др.).

В работе Семенова и Лукирского [52] впервые был применен прибор с жидкой мишенью (Hg). Поверхность мишени систематически обновлялась путем изменения уровня ртути в приборе. Анализ электронов по энергиям (связанным с нормальными к поверхности мишени составляющими скорости) производился в плоском поле. Поднимая уровень ртути в приборе, можно было изменять телесные углы, под которыми из центра мишени видны различные части коллектора. Это позволяло качественно судить о распределении вторичных электронов по углам вылета. В работе [53] для получения возможно более чистой поверхности ртути применялась установка, в которой ртуть поступала в измерительный прибор из специального дистиллятора. В приборе Бруфи [54] для изучения ВЭЭ твердых и жидких Bi, Ga, Hg и Pb, как и в [53], исследуемый жидкий металл находился на дне стеклянного экспериментального прибора. Определенная температура мишени поддерживалась с помощью электрического нагрева колбы извне (для Bi и Pb) или с помощью «бани» из спирта и снега (для Hg).

В работе Ганичева и Су-Сюй-Чуня [55] для исследования угловой зависимости ВЭЭ жидкого Ga при малых энергиях первичных электронов впервые был применен отпаянный прибор (рис. 5). Он представлял собой стеклянный цилиндр диаметром 90 мм с тремя цилиндрическими отростками, в которых располагались электронная пушка ЭП, исследуемая мишень М и источник Ga. Цилиндрическая коробка мишени диаметром 25 мм и высотой 2 мм заполнялась расплавленным Ga из стеклянного резервуара Р непосредственно перед измерениями при низком давлении остаточных газов в приборе ($\leq 5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст.). Благодаря специальной конструкции ножки поверхность мишени во время опыта оставалась в горизонтальном положении, а угол падения первичных электронов на мишень изменялся путем поворота всего прибора в целом. Для этого к оправке мишени крепились два подшипника, с помощью которых мишень могла вращаться вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Чтобы придать мишени большую устойчивость, она была снабжена внизу массивным противовесом. В оправку мишени вставлялась цилиндрическая стеклянная

коробочка, дно которой для создания электрического контакта с мишенью и проведения контрольных измерений покрывалось слоем аквадага. Мишень была снабжена подогревателем. Чтобы избежать попадания в коробочку мишени поверхностной пленки окиси Ga, переливание проводилось во время поворота прибора при помощи узкой трубки, соединенной с нижней частью резервуара *P*. Поверхность Ga можно было периодически обновлять. Все детали прибора подвергались тщательному предварительному обезжириванию и обезгаживанию. Максимальная температура

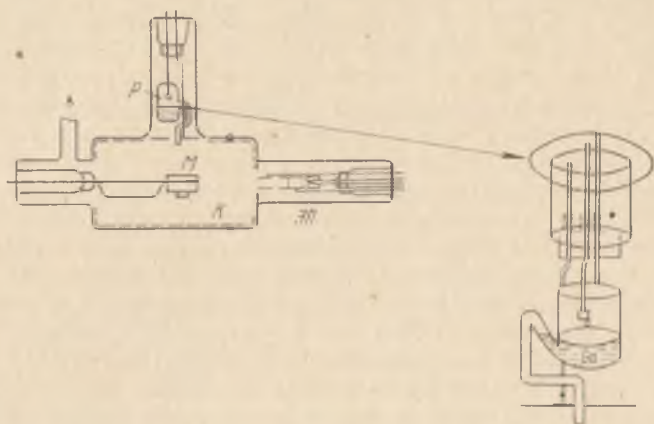


Рис. 5. Прибор для исследования ВЭЭ жидкого галлия [55].

прогрева была 450°C . Она была ограничена температурой плавления стеклянной коробочки мишени и химическими свойствами Ga.

В работе Морозова [56] для изучения ВЭЭ жидких и твердых металлов (Sn, Bi, Pb) был применен прибор типа квазисферического диода. Это позволило автору, кроме определения коэффициента ВЭЭ как функции температуры, измерять распределение вторичных электронов по энергиям.

Большов и Добрецов [57] при исследовании ВЭЭ жидкого Ge использовали прибор, в котором тигель изготовлялся из графита. Внутри тигля помещалась термopара и мощный подогреватель.

В работах [58, 59] тигли для плавления Pb и Bi изготовлялись из железа, а для Sn — из кварца. Так как металлы, исследованные в [58, 59], не смачивали материал тигля, то возникал мениск, поверхность которого вместе с остальной частью держателя образца образовывала приблизительно сферу. Внутри сферической мишени помещались спираль для подогрева и термopара. Приборы, используемые в работах [58, 59], были снабжены палладиевой трубкой для напуска в прибор водорода. Отжиг мишеней в водо-

роде производился с целью очистки жидкого металла от окислов. После отжига в водороде производилось обезгаживание мишени токамп высокой частоты. Однако, как выяснилось в дальнейшем, применения этих мер для получения чистых поверхностей оказалось недостаточно.

Арифов и Касымов [60, 61], кроме измерения коэффициентов ВЭЭ In и Sn в твердом и жидком состояниях, изучали влияние агрегатного состояния металла на спектры ХПЭ. В их приборе тигель представлял собой фарфоровый цилиндр с внутренним диаметром 10 мм. Плавление металла осуществлялось нагреванием намотанной на тигель спирали. Для очистки поверхности мишени использовался управляемый магнитом скребок, с помощью которого перед каждым измерением можно было удалять загрязняющую пленку с поверхности жидкого металла. Это, казалось бы, небольшое методическое новшество позволило получить качественно новый результат. Как выяснилось, скачки в величинах σ и η , которые наблюдали авторы [56—59] при изменении агрегатного состояния металла, связаны с загрязнением поверхности при плавлении или затвердевании. Такой же результат был позднее получен в [62] при изучении ВЭЭ жидкой и твердой Hg.

При исследовании ВЭЭ жидких диэлектриков возникают дополнительные трудности, связанные с зарядкой и диссоциацией соединений при электронной бомбардировке. Известны работы [63—67], в которых исследовалась ВЭЭ жидких диэлектриков (пленки машинного и вазелиновых масел, размягченная канифоль и др.).

Лепешинская и Бакал [64] исследовали ВЭЭ вазелиновых масел, применяемых в качестве рабочих жидкостей в парамасляных диффузионных насосах. Упругость пара при комнатной температуре у этих масел порядка 10^{-6} — 10^{-8} мм рт. ст. При повышении температуры до 250°C упругость пара возрастает незначительно. Для снятия заряда с поверхности мишени авторы [64] предложили способ непрерывного обновления масляной пленки на поверхности металлического шарика-подложки, помещенного в центре сферического диода. Масло поступало из капилляра, проходящего сквозь толщу шарика. Этого можно также достичь, капая масло на подложку. Оказалось, что при первичном токе $i_p < 10^{-11}$ А измерения σ могут производиться без заметного влияния эффекта зарядки даже в том случае, когда масло остается на шарике в виде неподвижной пленки *).

Прибор с инжекцией электронов в диэлектрик для исследования процессов зарядки и проводимости жидких диэлектриков был сконструирован Ватсоном и Клэнси [65]. Роль отрицательного

*) Удельное сопротивление масел, изучавшихся в [64], имело величину порядка 10^{14} Ом см $^{-1}$.

электрода в этом приборе выполняет сканирующий электронный пучок. Измерение потенциала поверхности жидкости производится по отклонению вспомогательного электронного пучка, проходящего над поверхностью диэлектрика (см. § 1 гл. VIII).

§ 3. Электрические схемы для измерения коэффициента ВЭЭ

Поскольку величина коэффициента ВЭЭ σ является отношением двух различных токов, то для определения σ требуется два независимых измерения величин токов. Эти измерения могут быть осуществлены различными способами.

На рис. 6 схематически представлены четыре варианта схем, применяемых при измерении коэффициента σ ВЭЭ *). В первом

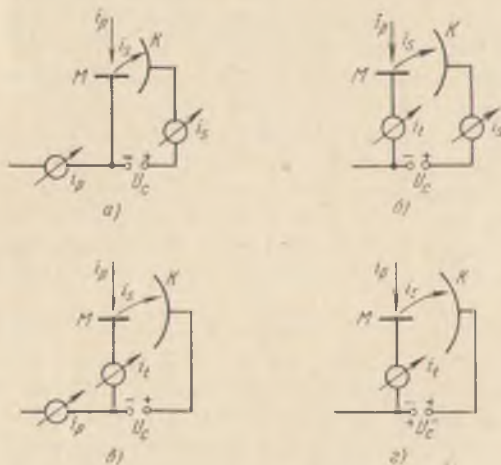


Рис. 6. Четыре варианта схем, применяемых при измерении коэффициента ВЭЭ.

из них (рис. 6, а [68]) при достаточном для отбора всех вторичных электронов положительном потенциале U_c на коллекторе относительно мишени в цепи коллектора измеряется величина насыщенного вторичного тока i_{sm} . Прибором, включенным в объединенную цепь мишени и коллектора, измеряется первичный ток i_p .

В схемах рис. 6, б и в при положительных величинах U_c прибором, включенным в цепь мишени, измеряют значение насыщенного разностного тока

$$i_{tm} = i_p - i_{sm}. \quad (1)$$

*) Для измерения коэффициента ВЭЭ σ применяются также компенсационные и мостовые схемы (см. § 5 гл. VII).

Вторичный ток i_{sm} измеряется в схеме рис. 6, б так же, как в схеме рис. 6, а. Из этих двух измерений получаем

$$\sigma = i_{sm}/(i_{tm} + i_{sm}) = i_{sm}/i_p. \quad (2)$$

В схеме рис. 6, в измеряется первичный ток i_p и насыщенный разностный ток i_{tm} , так что

$$\sigma = (i_p - i_{tm})/i_p = i_{sm}/i_p. \quad (3)$$

При использовании схемы рис. 6, г одним прибором, включенным в цепь мишени, последовательно производятся два измерения токов при различной полярности напряжения на коллекторе. При ускоряющем вторичные электроны потенциале измеряется насыщенный разностный ток i_{tm} . Если на коллектор подать задерживающий потенциал, равный или несколько превышающий U_p (все вторичные электроны должны быть возвращены на мишень), то в цепи мишени потечет ток i_p . В этом случае σ определяется из выражения (3). Каждый из этих способов имеет свои преимущества и недостатки. Оценим точность определения σ при использовании каждого из указанных вариантов схем. При этом будем считать, что в условиях высокого и сверхвысокого вакуума ионные токи настолько малы, что могут не учитываться.

Простой подсчет показывает, что абсолютная величина погрешности $\Delta\sigma_a$ при использовании схемы рис. 6, а равна

$$\Delta\sigma_a = \frac{\Delta i}{i_p} (1 + \sigma), \quad (4)$$

где Δi — погрешность измерения токов, принятая одинаковой для обоих измерений. При измерениях по схеме рис. 6, б

$$\Delta\sigma_b = \frac{\Delta i}{i_p} (1 + 2\sigma) \quad (5)$$

и по схеме рис. 6, в и г

$$\Delta\sigma_{в,г} = \frac{\Delta i}{i_p} (2 + \sigma). \quad (6)$$

Наиболее точными (при прочих равных условиях) являются определения σ при использовании схемы рис. 6, а. Наименее точны определения σ по способу рис. 6, б. В этом случае погрешность особенно возрастает при измерениях для веществ с большими значениями σ . Нетрудно видеть, что это связано с тем, что меньшая величина i_p определяется как разность двух других, больших (i_{sm} и i_p). Поэтому сделанный в [69] вывод о том, что схема типа рис. 6, б дает наиболее точные результаты, ошибочен.

Из приведенных данных следует, что желательно измерять σ при помощи схемы типа рис. 6, а. Однако применение этой схемы при использовании импульсных методов измерений

наталкивается на трудности, поскольку в цепи коллектора наиболее сильно сказываются помехи.

В случае схемы типа рис. 6, *г* по электронно-оптическим соображениям трудно осуществить на практике полное запирающее вторичных электронов. При подаче на коллектор задерживающего потенциала, близкого по абсолютной величине к U_p , может происходить расфокусировка первичного пучка или его смещение с мишени. Вследствие этого результаты измерений становятся недостаточно достоверными. Поэтому во многих работах [70 — 78] ограничивались тем, что подавали на коллектор потенциал U_c , меньший, чем U_p . Возможность этого обосновывалась общепринятой до 1954 г. точкой зрения, что большинство вторичных электронов представляют собой медленные электроны, а число быстрых незначительно. Вследствие этого существенно запереть лишь медленные электроны. Что же касается быстрых, то числом их можно пренебречь.

Однако, как теперь хорошо известно, число быстрых электронов составляет значительную долю от числа первичных и поэтому должно быть обязательно учтено [79 — 82].

Если обозначить ток вторичных электронов, имеющих энергию $E_s > eU_c$ (U_c — задерживающий потенциал), через i_s , то измеряемый в цепи мишени ток i_i при $|U_c| < U_p$ равен $i_p - i_s$. Вторичный ток i_{sm} будет при этом также уменьшен на величину i_s , так как он получается вычитанием разностного тока $i_p - i_{sm}$ из тока $i_p - i_s$.

Измеряемая величина коэффициента ВЭЭ в этом случае равна

$$\sigma_{изм} = \frac{(i_p - i_s') - (i_p - i_{sm})}{i_p - i_s'} = \frac{\sigma - i_s'/i_p}{1 - i_s'/i_p}, \quad (7)$$

т. е. отличается от σ . Эта величина тем ближе к σ , чем ближе задерживающий потенциал коллектора $|U_c|$ к U_p (при этом $i_s' \rightarrow 0$). Если $|U_c|$ отличается от U_p , то в случае, когда σ близко к единице, различие между σ и $\sigma_{изм}$ будет сравнительно невелико. В случае эмиттеров с большим σ различие между σ и $\sigma_{изм}$ может стать более заметным.

Так как величина $\sigma_{изм}$ в этих условиях дает лишь приблизительное представление об истинном коэффициенте ВЭЭ, то для точного определения σ желательно либо отказаться от измерений по схеме рис. 6, *г* и перейти к измерениям в цепи коллектора *),

*) Измерения по схеме рис. 6, *г* позволяют получать точные значения σ , если для измерения i_p использовать вспомогательный цилиндр Фарадея, расположенный рядом с мишенью. Торцевая сторона такого цилиндра, обращенная к пучку, покрывается люминофором. Смещая с помощью отклоняющей системы первичный пучок с мишени на цилиндр, можно точно направить его в малое отверстие достаточно глубокого цилиндра.

либо преодолеть трудности, связанные с применением задерживающих потенциалов, близких к U_p .

Заметим, однако, что в некоторых случаях (см. § 4) вследствие наличия паразитных третичных токов могут создаться условия, при которых измеряемые величины $\sigma_{изм}$ близки к истинным коэффициентам ВЭЭ σ .

§ 4. Влияние паразитных токов

При измерениях величин, характеризующих взаимодействие электронов с твердым телом, вследствие того, что конструкции приборов не являются идеальными, в различных цепях измерительного устройства возникают паразитные токи, которые в определенных условиях могут существенно исказить получаемые результаты. Рассмотрим этот вопрос применительно к измерению коэффициента ВЭЭ в квазисферическом триоде, хотя некоторые из этих выводов имеют и более общее значение.

а) Обратные токи. В большинстве устройств источник электронов (пушка) расположен так, что вторичные электроны, эмиттируемые мишенью, могут частично попадать на него, создавая тем самым обратный вторичный ток i_{sb} , противоположный по направлению току первичных электронов. Поэтому при использовании схем рис. 6, *а*, *б* и *в* измеряемые значения токов в цепи коллектора и общей цепи коллектора и мишени будут уменьшены на величину i_{sb} . При работе со схемой рис. 6, *г* на эту величину будет уменьшен измеряемый в цепи мишени первичный ток. Это приведет к тому, что при любой из описанных выше схем для измерения коэффициента ВЭЭ определяемая на опыте величина σ^* будет отличаться от истинного значения σ , а именно

$$\sigma^* = (i_{sm} - i_{sb}) / (i_p - i_{sb}). \quad (1)$$

Полагая, что i_{sb} составляет некоторую часть v вторичного тока $i_{sb} = v i_{sm}$, получим

$$\sigma^* = \sigma(1 - v) / (1 - v\sigma), \quad (2)$$

или, относя i_{sb} к первичному току и положив $v\sigma = N_b$,

$$\sigma^* = \sigma(1 - N_b/\sigma) / (1 - N_b), \quad (3)$$

где $N_b = i_{sb}/i_p$.

Из (3) видно, что при $\sigma < 1$ будут получаться заниженные по сравнению с σ значения σ^* , а при $\sigma > 1$ — завышенные. Лишь при коэффициенте σ , равном единице, обратные токи не имеют значения.

Так как ни в одной из приведенных выше схем (см. § 3) нельзя непосредственно измерить значение i_{sb} или N_b , то необходимо выбрать другой путь для оценки этих величин. Значения N_b , а следовательно, и i_{sb} зависят от геометрии прибора, скорости

вторичных электронов, распределения их по углам вылета и конфигурации электрического поля внутри прибора. Поэтому задача не может быть решена в общем виде; необходимо задать определенные тип и размеры прибора и определенные потенциалы на его электродах.

Для оценки влияния обратного тока на измеряемые по схеме рис. 6, а величины σ рассмотрим квазисферический прибор с одинаковыми потенциалами мишени и анода пушки.

В предельном случае, когда потенциал коллектора и анода электронной пушки равны потенциалу мишени, т. е. электрические поля внутри прибора отсутствуют, величина ν может быть определена из геометрических соображений с учетом закона распределения вторичных электронов по углам. При часто применяемых размерах прибора (радиус сферы ~ 10 см и диаметр отверстия в сфере ~ 1 см) приближенный расчет показывает, что при сферически-симметричном распределении вторичных электронов по углам величина ν не будет превышать $\sim 1\%$. При распределении вторичных электронов по закону косинуса ν возрастает примерно вдвое. В рассматриваемом предельном случае эта сравнительно небольшая доля вторичных электронов, попадающих на анод пушки, может быть причиной погрешности при определении σ , особенно у веществ с большими значениями σ . Данные об отклонениях σ^* от σ для рассмотренного случая приведены в таблице 3.

ТАБЛИЦА 3

Значения отношений σ^*/σ при различных значениях ν и σ

σ	$\nu, \%$	$N_b = \nu\sigma, \%$	σ^*/σ	σ	$\nu, \%$	$N_b = \nu\sigma, \%$	σ^*/σ
0,2	1	0,2	0,992	3,0	1	3	1,02
	3	0,6	0,976		3	9	1,07
	6	1,2	0,950		6	18	1,15
0,6	1	0,6	0,996	6,0	1	6	1,05
	3	1,8	0,987		3	18	1,18
	6	3,6	0,975		6	36	1,47
1,5	1	1,5	1,00	10,0	1	10	1,10
	3	4,5	1,01		3	30	1,39
	6	9,0	1,03		6	60	2,35

В общем случае измерения производятся в условиях, когда между коллектором и мишенью приложена некоторая разность потенциалов. Если при этом потенциал последнего анода пушки не равен потенциалу коллектора, то вблизи пушки создается электрическое поле сложной конфигурации, влияющее на величину обратного тока. При изменении этого поля происходит пере-

распределение части вторичного тока между коллектором и анодом пушки, что может сказаться на измеряемой величине первичного тока.

В случае ускоряющего потенциала на коллекторе значения обратного тока будут меньше, чем в рассмотренном выше предельном случае. Действительно, тот факт, что на опыте удается достигнуть практической независимости первичного тока от величины положительного ускоряющего потенциала коллектора, свидетельствует либо о незначительности обратных токов, либо о незначительной роли указанного перераспределения вторичного тока, либо о наличии других эффектов, компенсирующих действие обратного тока.

В случае задерживающего вторичные электроны потенциала коллектора величина обратного тока будет больше, чем в приведенном предельном случае. Для определения влияния обратных токов полезно моделировать приборы, используемые для измерения коэффициента ВЭЭ в электролитической ванне. Такие данные имеются только для квазисферического диода с часто применяемыми размерами (отношение диаметра дискообразной мишени к диаметру сферического коллектора $\sim 0,1$, диаметр круглого отверстия в сфере, соответствующего аноду электронной пушки, равен диаметру мишени) [83].

Моделировался случай поля, задерживающего вторичные электроны. Потенциал последнего анода пушки был выбран равным потенциалу мишени (рис. 7). Как показали авторы [83], во всем диапазоне изменения U_c имеет место небольшое изменение тока на коллектор, вследствие перераспределения вторичного тока между коллектором и анодом пушки при изменении U_c . Число электронов, попадающих на анод при $U_c = 0$, минимально и определяется лишь телесным углом, под которым виден анод из центра мишени. Обратный ток максимален при $|U_c| = E_s/e$. Величина обратного тока может достигать при изотропном распределении вторичных электронов по углам 2%, а при распределении по закону косинуса — 5% (рис. 8).

Некоторое косвенное представление о величине обратных токов можно получить, измеряя σ при различном расстоянии между мишенью и анодом пушки. Так как при этом будет изменяться телесный угол, под которым из центра мишени виден анод пушки, то при приближении мишени к пушке обратный ток должен возрасти.

б) Ток третичных электронов. Эмиттированные мишенью вторичные электроны, попадая на коллектор, стенки или другие элементы прибора, вызывают эмиссию так называемых третичных электронов [84 — 86].

В свою очередь, третичные электроны, попадая на электроды прибора, являются причиной образования потока электронов

«четвертого поколения». Однако этот ток, как показывает опыт, мал и может не приниматься во внимание. Из существующих

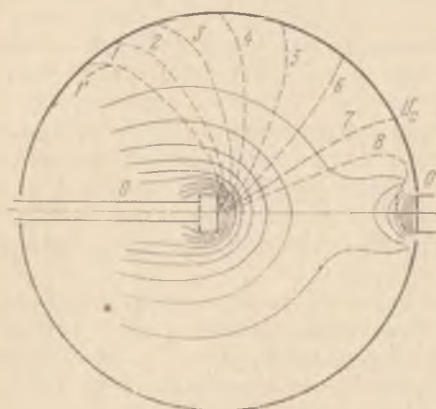


Рис. 7. Траектории вторичных электронов, обладающих энергией E_s , в квазисферическом конденсаторе с лискообразной мишенью и отверстием в коллекторе при различных углах вылета ϕ [83]: 1' — траектория электрона для $\phi = 80^\circ$ при задерживающем потенциале $|U_c| = E_s/e$. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 — $\phi = 80, 70, 60, 50, 40, 30, 20^\circ$ соответственно, $|U_c| = 0,97 E_s/e$, 8 — $\phi = 14^\circ$, $|U_c| = E_s/e$.

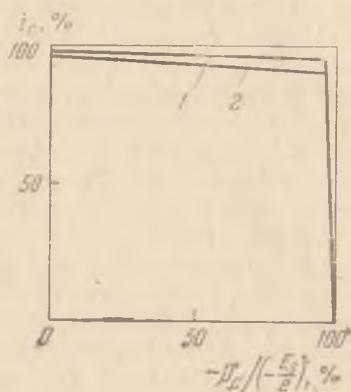


Рис. 8. Кривая зависимости тока на коллектор от задерживающего потенциала: 1 — при изотропном угловом распределении вторичных электронов, 2 — при угловом распределении по закону косинуса [83].

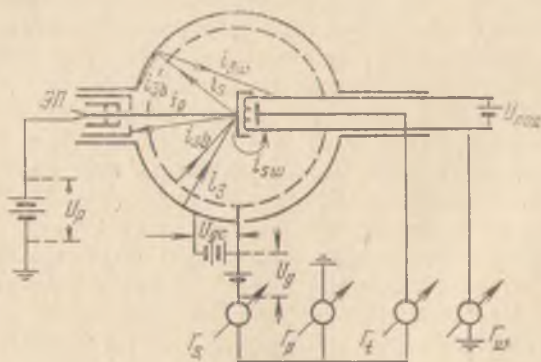


Рис. 9. Схема протекания паразитных токов в квазисферическом конденсаторе.

в приборе третичных токов наибольшие искажения в результаты измерений вносит третичный ток, протекающий между коллектором и мишенью, поэтому в дальнейшем будет разобран именно этот случай без учета возможности наличия других третичных токов (рис. 9).

Рассмотрим вначале влияние третичных электронов на эмиссионные характеристики в случае, когда на коллектор подан положительный относительно мишени потенциал $+U_c$. При этом, если пренебречь обратным током, можно считать, что на коллектор попадут все вторичные электроны с энергией, равной начальной энергии, увеличенной на величину eU_c , соответствующую пройденной разности потенциалов U_c (рис. 10, а, б). Количество

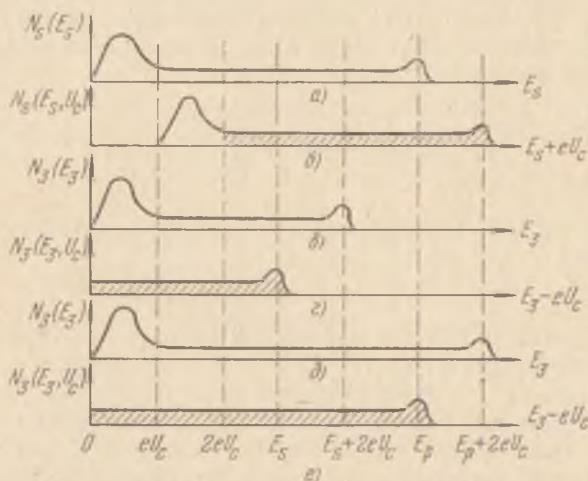


Рис. 10. Функция распределения по энергиям вторичных электронов у мишени (а) и у коллектора (б), третичных электронов, выбиваемых вторичными с энергией E_s у коллектора (в) и у мишени (г), и третичных электронов, выбиваемых вторичными с максимальной энергией $E_s = E_p$ у коллектора (д) и у мишени (е).

образовавшихся третичных электронов будет определяться эмиссионными свойствами коллектора и мишени (поскольку распределение вторичных электронов по энергиям зависит от свойств мишени). Из общего числа возникших третичных электронов на мишень имеют возможность попасть только те из них, которые смогут преодолеть задерживающее их поле, т. е. те, энергия которых больше eU_c . Остальные третичные электроны вернутся на коллектор и не создадут паразитного тока.

Выражение для третичного тока i_3 , пренебрегая различием вида функций распределения третичных электронов при различных энергиях вторичных, можно записать в виде

$$i_3(E_p, U_c) = i_p \sigma_t(E_p) \int_{E_s=0}^{E_s+E_p} \int_{E_s=eU_c}^{E_s+eU_c} N_s(E_s + eU_c) \times \\ \times \sigma_c(E_s + eU_c) N_3(E_3 - eU_c) dE_s dE_3, \quad (4)$$

где σ_t и σ_c — коэффициенты ВЭЭ мишени и коллектора соответственно, E_s — энергия вторичных электронов у мишени, E_3 — энергия третичных электронов у коллектора, U_c — ускоряющий электроны потенциал, N_s, N_3 — нормированные на единицу функции распределения вторичных электронов у коллектора и третичных электронов у мишени соответственно.

Схематический вид функций распределения вторичных и третичных электронов по энергиям у мишени и коллектора показан на рис. 10. Поскольку аналитические выражения для этих функций и функции $\sigma_c(E_s)$ неизвестны, можно попытаться лишь грубо оценить величину i_3 . Интеграл

$$\int_{E_3=eU_c}^{E_s+eU_c} N_3(E_3 - eU_c) dE_3 = J(E_s)$$

представляет собой заштрихованную площадь на рис. 10, з. Произведение

$$\sigma_c(E_s + eU_c) J(E_s) = \xi(E_s, U_c)$$

при малых E_s можно считать величиной второго порядка малости вследствие малости интеграла $J(E_s)$ и малости значений σ_c . Поэтому ток i_3 при малых E_s пренебрежимо мал. Для определенности будем считать, что при обычных значениях U_c порядка десятков вольт эмиссия электронов с коллектора становится заметной при $E_s > 50$ эВ. Тогда, выбирая некоторое эффективное значение $\xi_{\text{эфф}}$ в интервале изменения E_s от 50 эВ до eU_p , вынося $\xi_{\text{эфф}}(E_s, U_c)$ за знак интеграла и изменяя пределы интегрирования, получим

$$i_3(E_p, U_c) = i_p \eta_t \xi_{\text{эфф}}(E_s, U_c), \quad (5)$$

где

$$\eta_t(E_p, U_c) \approx \sigma_t(E_p) \int_{E_s=50\text{эВ}}^{eU_p} N_s(E_s + eU_c) dE_s.$$

Заметим, что если бы все вторичные электроны обладали энергией E_p , то вместо $\xi_{\text{эфф}}$ можно было бы написать η_c (см. рис. 10, e).

Из этих данных следует, что при измерениях σ по схемам рис. 6, а, б и в измеряемое значение коэффициента ВЭЭ σ^* будет уменьшено: $\sigma^* = (i_{sm} - i_3)/i_p$. Как следует из (5), это приведет к максимально возможной абсолютной погрешности в определении σ в наиболее неблагоприятном случае:

$$\sigma - \sigma^* = i_3/i_p = \eta_t \xi_{\text{эфф}} < \eta_t \eta_c \leq 0,25, \quad (6)$$

так как максимальные значения η у тяжелых металлов не превышают 0,5.

На самом деле погрешность никогда не достигает этой величины. Во-первых, заметная эмиссия третичных электронов имеет место при E_s , значительно превышающих выбранное нами значение 50 эВ (при обычно применяемых значениях U_c), и, во-вторых, количество упавших на мишень третичных электронов будет зависеть от геометрии прибора и конфигурации электрических полей в нем. В случае сферического диода с малым отношением диаметра мишени к диаметру коллектора большинство третичных электронов попадут не на мишень, а вновь вернуться в различные точки коллектора.

Таким образом, при измерениях σ по схемам типа рис. 6, а, б и в можно считать, что погрешность, вносимая третичными электронами, мала и в большинстве случаев может не приниматься во внимание.

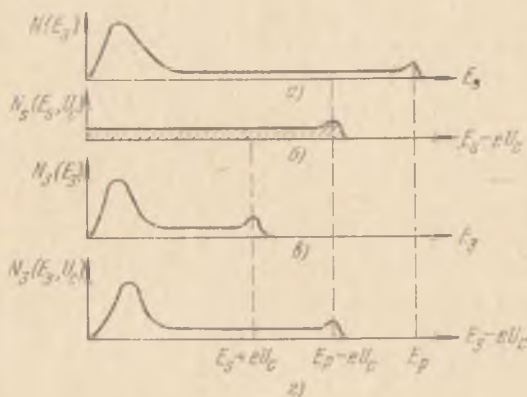


Рис. 11. Функция распределения по энергиям в задерживающем поле вторичных электронов у мишени (а) и у коллектора (б), третичных электронов, выбитых вторичными с энергией E_s у коллектора (в), третичных электронов, выбитых вторичными с максимальной энергией $E_s = E_p$ у коллектора (г).

В случае, когда между коллектором и мишенью приложено задерживающее вторичные электроны поле, ток третичных электронов может существенно влиять на результаты измерений. Ток третичных электронов у коллектора в этом случае может быть представлен в виде

$$i_3(E_p, U_c) = i_p \sigma_t(E_p) \int_{E_s=eU_c}^{E_p} N_s(E_s - eU_c) \sigma_c(E_s - eU_c) dE_s. \quad (7)$$

Функция $N_s(E_s - eU_c)$ схематически изображена на рис. 11, б. Количество образовавшихся третичных электронов существенно зависит от U_c .

Для оценки i_3 вынесем за знак интеграла усредненное значение $\bar{\sigma}_c(E_s - eU_c)$ и обозначим

$$\int_{E_s=eU_c}^{E_p} N_s(E_s - eU_c) dE_s = \mu(E_p, U_c), \quad (8)$$

где μ — нормированная на единицу доля вторичных электронов, падающих при данном eU_c на коллектор. Тогда

$$i_3(E_p, U_c) = i_p \mu(E_p, U_c) \sigma_t(E_p) \bar{\sigma}_c(E_s, U_c).$$

Ток в цепи коллектора будет

$$i_c(E_p, E_s, U_c) = \mu(E_p, U_c) i_s(E_p) - i_3(E_p, E_s, U_c) = \\ = \mu(E_p, U_c) i_s(E_p) [1 - \bar{\sigma}_c(E_s - eU_c)]. \quad (9)$$

Поскольку медленные вторичные электроны с $0 \leq E_s \leq eU_c$ производят лишь незначительное число третичных, не будет большой ошибкой, если в (9) положить *)

$$\mu(E_p, U_c) i_s(E_p) \approx \eta_t(E_p) i_p. \quad (10)$$

Проводя усреднение $\sigma_c(E_s - eU_c)$, начиная с E_s , больших 50 эВ, получим

$$i_c \approx \eta_t i_p [1 - \bar{\sigma}_c(E_s - eU_c)]. \quad (11)$$

Таким образом, величина тока коллектора зависит от η_t , $\bar{\sigma}_c$ и потенциала коллектора U_c . Из формул (9) или (11) видно, что ток в цепи коллектора может стать равным нулю (за исключением тривиального случая $eU_c = E_p$, когда $\mu = 0$) при выполнении условия

$$\bar{\sigma}_c = 1. \quad (12)$$

Если при некоторых значениях U_c имеет место соотношение

$$\bar{\sigma}_c > 1, \quad (13)$$

то, как видно из (11), направление тока в цепи коллектора меняется на обратное и на кривой задержки вторичного тока возможно появление минимума после пересечения кривой оси абсцисс.

Даже если коллектор изготовлен из материала, максимальное значение σ_m которого меньше единицы, кривая задержки может быть существенно искажена третичными токами. При этом влияние третичных токов различно на разных участках кривой задержки.

*) Выражение (10) получается точно при $U_c = -50$ В в соответствии с общепринятой условной границей между истинно-вторичными и неупруго отраженными электронами.

Опытные данные находятся в соответствии с этими положениями. В работе [69] приведены кривые задержки вторичного тока при разных значениях E_p для случая, когда мишень и коллектор изготовлены из одного материала (хромоникелевый сплав). При $E_p \leq 200$ эВ третичный ток мало влияет на ход кривой задержки. Однако уже при $E_p = 400$ эВ эмиссия третичных электронов оказывает очень сильное искажающее влияние на результаты измерения.

На рис. 12 для примера изображена кривая задержки, полученная в случае мишени из слюды (коллектор покрыт аквадагом). Как видно из рисунка, отрицательный коллекторный ток наблюдается при больших задерживающих потенциалах (от $U_c = -50$ В до $|U_c| \approx U_p$). Появление минимума на кривой задержки наблюдается, начиная с $U_p \approx 300$ В [39]. Максимальное значение коэффициента ВЭЭ аквадага $\sigma_m \leq 1$, и, казалось бы, ток i_c в цепи коллектора не должен изменять знак, однако следует учитывать, что указанная величина σ_m относится к случаю нормального падения пучка на мишень. Большинство вторичных электронов попадает на коллектор при наличии тормозящего поля под углами, отличными от нормального. Кроме того, поверхность аквадага не является молекулярно-гладкой. По этим причинам коэффициент ВЭЭ коллектора, покрытого аквадагом, может заметно превышать единицу [55].

Таким образом, при измерениях вторичных токов в задерживающем поле даже для коллектора с малым σ_m третичные токи могут повлиять на получаемые результаты. Поэтому использование естественного пути снижения тока третичных электронов за счет подбора материала коллектора с наименьшим σ_m является необходимым, но недостаточным условием получения достоверных результатов.

Рассмотрим теперь влияние третичных электронов на измерения σ по схеме рис. 6, г. Ток третичных электронов направлен в противоположную сторону по сравнению с током быстрых вторичных электронов i_s и частично компенсирует его. Тогда, пренебрегая влиянием третичных электронов при наличии ускоряющего

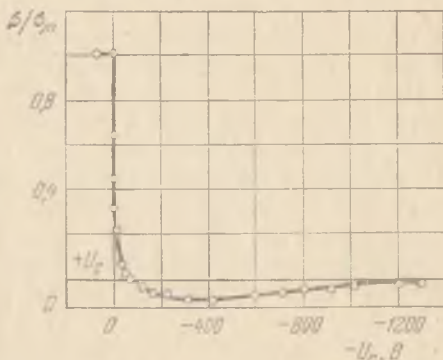


Рис. 12. Полная кривая задержки вторичного тока в квазисферическом конденсаторе для $E_p = 1400$ эВ при отсутствии антидинаatronной сетки [39].

поля, вместо формулы (7) в § 3 получаем

$$\sigma_t = \frac{i_{sm} - i'_s(1 - \bar{\sigma}_c)}{i_p - i'_s(1 - \bar{\sigma}_c)} = \frac{\sigma - (i'_s/i_p)(1 - \bar{\sigma}_c)}{1 - (i'_s/i_p)(1 - \bar{\sigma}_c)}. \quad (14)$$

Таким образом, при измерении σ по схеме рис. 6, σ могут быть получены результаты, близкие к истинным, если случайно окажется, что ток i_s скомпенсирован током i'_s . При использовании металлических коллекторов с $\sigma_{cm} > 1$ это получается, например, при задерживающих потенциалах порядка 50 — 100 В и при значениях E_p , превышающих несколько сот вольт (при этом $\bar{\sigma}_c \approx 1$). По-видимому, этим объясняется, что во многих работах, использовавших схему рис. 6, σ , погрешность в определении σ была меньше, чем можно было ожидать.

Как уже указывалось в § 1 настоящей главы, для борьбы с эмиссией третичных электронов в прибор для изучения ВЭЭ часто вводится антидинаatronная сетка. Если на нее подать отрицательный относительно коллектора потенциал — U_{gc} , то по крайней мере часть медленных третичных электронов вернется на коллектор (см. рис. 9).

Действие антидинаatronной сетки в случае сферического конденсатора было подробно рассмотрено в [38, 39]. Полученные

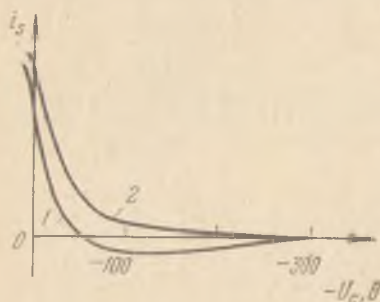


Рис. 13. Кривые задержки вторичного тока, снятые в приборе с антидинаatronной сеткой [39] для $E_p = 400$ эВ: 1 — $U_{gc} = 0$, 2 — $U_{gc} = 100$ В.

в [39] результаты при $U_{gc} = 0$ совпадают с данными для сферического диода. Подача потенциала на антидинаatronную сетку меняет характеристики в ожидаемом направлении. На рис. 13 представлены полные кривые задержки, снятые при двух различных U_{gc} .

Из рисунка видно, что применение антидинаatronной сетки существенно изменяет вид кривых. При наличии потенциала на сетке кривая идет выше, чем кривая при $U_{gc} = 0$. Если при $U_{gc} = 0$

наблюдается аномальный ход кривой задержки, то при достаточной величине U_{gc} кривая приобретает нормальный вид.

Если $U_{gc} = U_0$ (см. § 3 гл. I), то медленные третичные электроны не смогут попасть на мишень. В этом случае, пренебрегая третичными электронами, образовавшимися на сетке, в выражении (11) можно заменить $\bar{\sigma}_c$ на $\bar{\eta}_c$:

$$i_{cg} = \eta_i i_p [1 - \bar{\eta}_r(E_s - eU_g + eU_{gc})], \quad (15)$$

где i_{cg} — суммарный ток в цепях коллектора и сетки, U_g — потенциал сетки относительно мишени, играющей в этом случае роль эффективного задерживающего потенциала $-U_R$, U_{gc} — разность потенциалов между сеткой и коллектором.

Из (15) видно, что при наличии коллектора с большим значением η_c кривая задержки может быть заметно искажена. Таким образом, приходится сделать вывод, что для подавления паразитного тока третичных электронов недостаточно ограничиться в отдельности применением коллекторных покрытий с малым σ_{cm} или антидинаatronной сетки. Необходимо применять одновременно и антидинаatronную сетку, и материал коллектора с малыми значениями η_c .

Введение в прибор антидинаatronной сетки само по себе приводит к новым источникам ошибок. Во-первых, возникает новый паразитный ток — третичный ток с сетки (i_{3g}). Во-вторых, имеет место частичное проникновение поля коллектора через сетку (т. е. снижение эффективного тормозящего потенциала). Очевидно, что при больших задерживающих потенциалах этим эффектом можно пренебречь: он приводит лишь к некоторому уменьшению разрешающей силы прибора. Однако влияние проникновения поля в области, близкой к $U_g = 0$, значительно, и снижение эффективного тормозящего потенциала может составлять величину порядка 1 — 2 В.

Если учесть, что обычно применяются металлические сетки, у которых 80 — 90% их площади являются прозрачными для электронов, то ВЭЭ с сетки можно в первом приближении пренебречь, но все же ошибка, связанная с наличием тока i_{3g} , может достигать в неблагоприятных условиях 10 — 20% измеряемой величины. Штеригласс [38] при исследовании распределения вторичных электронов по энергиям вводил поправку на вторичную эмиссию с антидинаatronной сетки. Величина этой поправки может быть существенной при определении абсолютного значения η , однако она мало изменяет форму кривой распределения по энергиям истинно-вторичных электронов (рис. 14).

Вопрос о выборе величины разности потенциалов U_{gc} между коллектором и сеткой требует специального рассмотрения. При использовании металлических коллекторов с большими η_c требуются значительные величины U_{gc} (рис. 15, на котором приведена зависимость вторичного тока от U_{gc}). Это свидетельствует о наличии в спектре третичных электронов значительного числа быстрых электронов. Однако при больших значениях U_{gc} имеет место искажение кривой задержки вблизи $U_g = 0$, а именно — смещение точки насыщения кривой в область отрицательных значений U_g . Такое явление можно объяснить проникновением поля коллектора через сетку. Учитывая двойное влияние потенциала

U_{gc} на кривую задержки (подавление третичных токов и «провисание» поля), необходимо выбирать некоторое оптимальное значение U_{gc} . По данным работы [39] наиболее рационально исполь-

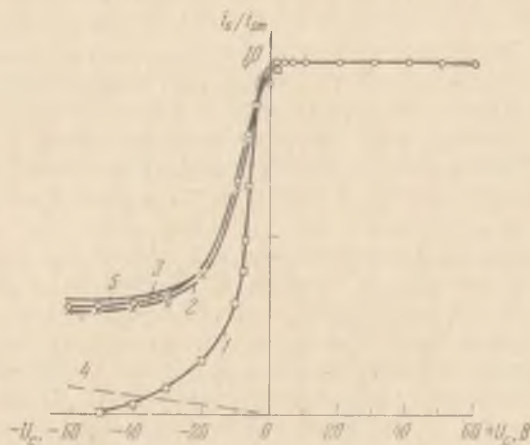


Рис. 14. Кривые задержки тока вторичных электронов при различных напряжениях на антикатодной сетке [38]: 1 — $U_{gc} = 0$, 2 — $U_{gc} = 22,5$ В, 3 — $U_{gc} = 45$ В, 4 — поправка на эмиссию сетки, 5 — исправленная кривая.

зовать смещение U_{gc} порядка 100 В. При меньших значениях U_{gc} значительно сказывается влияние третичных электронов, увеличение U_{gc} выше 100 В приводит к заметному искажению кривой задержки вблизи $U_g = 0$.

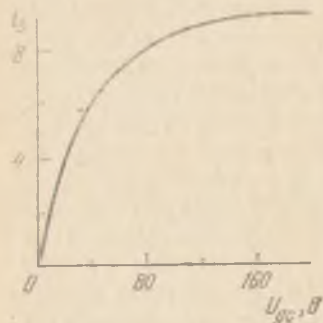


Рис. 15. Зависимость вторичного тока от потенциала антикатодной сетки [39] при $E_p = 400$ эВ, $U_g = -25$ В.

При употреблении коллекторов с малыми η_c возможно уменьшить величину оптимального смещения U_{gc} . Поскольку для определения η в большинстве работ принята величина задерживающего потенциала, равная 50 В, вероятно, можно ограничиться этой величиной и для U_{gc} .

В случае применения квазисферических приборов с двумя сетками [40—42], естественно, возрастают погрешности, связанные с наличием сеток. Увеличивается отражение электронов от сеток и эмиссия с них электронов, а

также более сильно проявляются электронно-оптические эффекты, влияющие на разрешающую способность анализатора [87, 88].

в) Анализ измерительных схем. Наряду с указанными выше основными паразитными токами в измерительных устройствах для измерения коэффициентов ВЭЭ могут протекать и другие паразитные токи: а) прямой ток первичных электронов на коллектор i_{pc} , б) ток вторичных электронов на подогреватель мишени i_{sw} , в) ток третичных электронов на анод пушки i_{3a} , г) ток третичных электронов на подогреватель i_{3w} и др. (см. рис. 9). Для получения достоверных результатов необходимо в каждом конкретном случае быть уверенным в том, что паразитные токи не влияют существенно на результаты измерений.

Возможность непосредственного попадания первичного тока на коллектор в приборе с хорошо сфокусированным и центрированным на мишень пучком первичных электронов весьма мала. Лишь в случаях, когда электроны падают на мишень не под прямым углом (это имеет место при снятии угловых зависимостей $\sigma(\varphi)$), при больших значениях $+U_g$ возможно попадание первичных электронов непосредственно на коллектор. Если пучок первичных электронов хорошо сфокусирован, то, как показывают визуальные наблюдения положения электронного пятна на флуоресцирующем экране, заменяющем мишень, если пятно находится на мишени, то составляющая прямого тока на коллектор во всем интервале изменения U_g (вплоть до $|U_g| = U_p$) может считаться равной нулю и первичный ток i_p равен полному току пушки, входящему внутрь сферы.

Более точно наличие прямого тока может быть обнаружено при помощи вспомогательного коллектора, расположенного за мишенью, или по изменению тока на мишень при ее передвижении из центра сферы к пушке. В хорошо изготовленном приборе при нормально работающей пушке этот ток должен отсутствовать, и поэтому далее он рассматриваться не будет.

Более сложна оценка других паразитных токов. Некоторые из них не могут быть непосредственно измерены. Их приходится оценивать по косвенным признакам. Приведем здесь для примера анализ паразитных токов, произведенный в [39] в связи с исследованием вопроса о влиянии потенциала U_g на величину первичного тока i_p . Принципиальная измерительная схема представлена на рис. 9. На этом же рисунке стрелками показаны возможные паразитные токи. Измерения проводились в статическом режиме с металлическими мишенями.

На основе результатов измерений была произведена оценка влияния различных факторов на величину i_p при разных U_g .

При анализе зависимости тока, проходящего через гальванометр G_p , от U_g было установлено, что величина обратного вторичного тока с мишени i_{sb} и обратного третичного тока с коллектора i_{3b} на анод пушки при $U_g = +100$ В составляет величину порядка 5% полного тока i_p .

Из сравнения токов, идущих через гальванометры Γ_w , Γ_t и Γ_s , следует, что ток через Γ_w складывается из вторичного тока i_{sw} и третичного i_{3w} . Максимальная величина тока в цепи подогревателя при $U_g = +100$ В составляет примерно 10% от i_p , причем около 5% приходится на долю вторичного тока i_{sw} .

Анализ зависимости $i_s(U_g)$ при $U_{gc} = \text{const}$ показывает, что при $U_{gc} = 100$ В существует остаточный третичный ток быстрых электронов с коллектора, величину которого по этим данным оценить непосредственно не представляется возможным. Сюда же следует отнести третичный ток с сетки (по величине равный примерно 10% от третичного тока с коллектора в отсутствие сетки). Величина остаточного третичного тока составляет $\sim 5\%$ от первичного и компенсируется обратным током i_{sb} и вторичным током на подогреватель i_{sw} , которые в сумме дают также величину порядка 5% от i_p .

Возможные отступления i_p от постоянной величины при изменении U_g составляют 1 — 2%, что дает основание считать такой прибор пригодным для измерения коэффициента ВЭЭ $\sigma(E_p)$ и распределения электронов по энергиям $N(E_s)_{E_p}$.

§ 5. Измерение коэффициентов неупругого и упругого отражения электронов

Определение коэффициента неупругого отражения (КНО) мишени η_i при помощи обычных схем, применяемых для определения σ , связано со значительными погрешностями из-за наличия третичных токов. При подаче на коллектор задерживающего потенциала $U_c = U_0$, принятого в большинстве работ равным -50 В, в цепи коллектора потечет не ток $i_0 = \eta_i i_p$, а согласно выражению (11) из предыдущего параграфа

$$i_c = i_0 [1 - \bar{c}_\bullet(E_s - eU_0)], \quad (1)$$

т. е. измеренное значение η^* будет отличаться от истинного:

$$\eta^* = i_c/i_p = \eta(1 - \bar{c}_c). \quad (2)$$

Поскольку определять η имеет смысл не для очень малых значений E_p (обычно для $E_p \geq 200$ эВ), погрешность при таком способе может быть значительной.

Гобрект и Шпеер [69] предложили способ определения η для случая, когда мишень и коллектор выполнены из одного материала. Однако этот способ неудобен и не свободен от недостатков. По-видимому, поэтому он не получил широкого распространения.

Введение антидинаatronной сетки, на которую подан задерживающий потенциал $U_g = -50$ В при оптимально выбранном зна-

чении U_{gs} , и применение коллекторных покрытий с малыми η_c существенно повышают точность измерений КНО мишени η_t , поскольку величина i_z значительно снижается. Поэтому в большинстве работ определение величины η_t производится путем измерения суммарного тока i_{cg} коллектора и антидинаatronной сетки при подаче на сетку относительно мишени отрицательного потенциала $U_g = -50$ В. Отношение этого тока к i_p считается КНО мишени $\eta_t \equiv \eta$.

Определение коэффициента упругого отражения мишени r целесообразно производить в квазисферическом диоде или триоде при подаче на коллектор задерживающего потенциала U_c , близкого по абсолютной величине к U_p (отличного от U_p на несколько вольт или на несколько десятых вольта, если измерения проводятся при малых U_p). При наличии антидинаatronной сетки этот потенциал подается на сетку. Такое определение r может быть произведено достаточно точно, поскольку третичный ток в этом случае практически равен нулю, если не считать погрешностей, возникающих вследствие возможной расфокусировки первичного пучка электронов и других электронно-оптических эффектов.

Как указывалось в § 3 гл. I, конец кривой задержки может быть несколько размыт. При измерении тока i_r подача на коллектор потенциала U_c , несколько отличного от U_p , не приводит к заметной ошибке, поскольку вторичный ток в области, предшествующей резкому спаду кривой задержки, соответствующему упругому отражению, изменяется весьма слабо (см. рис. I. 4).

§ 6. Особенности экспериментальной техники при работе с медленными первичными электронами

Методы изучения процессов, происходящих при бомбардировке твердых тел медленными (от нескольких десятых электрон-вольт до 100 эВ) электронами, имеют ряд специфических особенностей, приводящих к значительным экспериментальным трудностям. К их числу относятся: 1) получение достаточно моноэнергетического и хорошо сфокусированного первичного пучка очень медленных электронов (см. §§ 4 и 5 гл. III), 2) использование специальных методов для контроля размеров пятна первичных электронов на мишени и его положения при изменении энергии первичных электронов E_p и разности потенциалов U_c между мишенью и коллектором, 3) компенсация контактных разностей потенциалов и магнитных полей (в том числе магнитного поля Земли), 4) контроль за структурой и химическим составом исследуемой поверхности (обезгаживание образцов, сверхвысокий вакуум, использование поверхностей скола монокристаллов, молекулярно-гладких поверхностей, применение методов ДМЭ, ЭОС и ХПЭ).

Измерение контактной разности потенциалов (КРП) $U'_{\text{к.р.п.}}$ между источником первичных электронов (катод пушки) и источником вторичных электронов (мишень) необходимо для определения истинной энергии первичных электронов $E_p = = e(U_p \pm U'_{\text{к.р.п.}})$, с которой они падают на исследуемый объект. Для точной фиксации энергии вторичных электронов E_s требуется также знание $U'_{\text{к.р.п.}}$ системы мишень — коллектор. Эти величины обычно измеряются по методу сдвига вольт-амперных характеристик разностного или вторичного тока (метод Андерсона [89]).

В некоторых работах [90, 91] для уменьшения влияния магнитного поля Земли ось симметрии прибора совмещалась с направлением вектора напряженности геомагнитного поля в данном месте. Таким образом можно уменьшить влияние магнитного поля Земли ($H_3 \approx 0,5$ Э) на первичный ток и, в частности, на формирование первичного пучка в пушке. Однако такой метод не позволяет устранить влияние геомагнитного поля на движение медленных вторичных электронов, имеющих значительные составляющие скорости в плоскости, перпендикулярной вектору H_3 геомагнитного поля.

Более надежно использовать для компенсации геомагнитного поля катушки Гельмгольца большого диаметра (обычно 0,8—1 м), ось которых с помощью магнитного инклинометра совмещается с вектором H_3 [92, 93].

Для компенсации как H_3 , так и постоянных лабораторных магнитных полей целесообразно применять систему из трех пар катушек Гельмгольца с взаимно перпендикулярными осями. Индикатором компенсации магнитного поля может служить квантовый магнитометр, основанный на использовании явления ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Точность измерения поля при этом достигает сотых долей миллиэрстеда [94].

Вместо того чтобы проводить компенсацию магнитного поля, можно поместить экспериментальный прибор в пермаллоевый экран.

Значительные трудности при работе с медленными электронами возникают в связи с необходимостью контроля за формой пучка и его положением на мишени, так как электроны с энергией $E_p \leq 100$ эВ практически не вызывают заметного свечения используемых обычно флуоресцирующих экранов. Существует несколько методов экспериментального исследования электронных пучков: 1) использование предускорения пучка для наблюдения свечения люминофора, 2) метод составного коллектора (разрезной мишени), 3) метод коллектора с малым отверстием (метод «дырочной камеры»), 4) метод зонда (в том числе вибрирующего), 5) метод прямого края экрана, 6) метод подвижной щели и др. [95—99].

Рассмотрим некоторые из этих методов, применяемых при работе с медленными электронами.

1) Наблюдение светящегося пятна, создаваемого пучком медленных электронов, на флуоресцирующем экране. Для этого на месте мишени помещается флуоресцирующий экран, перед которым на расстоянии 1 — 2 мм устанавливается мелкоструктурная (растровая) сетка. Потенциал сетки выбирается равным потенциалу мишени. На металлическую подложку экрана подается относительно сетки положительный потенциал порядка 100 В и выше. В работах [94, 97] с целью проверки степени провисания послеускоряющего электрического поля в область дрейфа первичных электронов и влияния этого поля на фокусировку медленных электронов потенциал экрана относительно сетки изменялся от 100 до 500 В. При этом наблюдалось лишь изменение яркости пятна без изменения его границ, что свидетельствовало о пренебрежимо малом влиянии провисания поля на фокусировку первичного пучка.

При тщательной юстировке системы пушка — коллектор — мишень положение пятна на мишени практически не меняется при изменении потенциала коллектора U_c от положительных значений до отрицательного значения, равного по абсолютной величине ускоряющему напряжению U_p , при различных значениях U_p .

2) Использование разрезной кольцеобразной мишени с центральным диском малого диаметра. Все электроды для уменьшения перераспределения вторичного тока между ними обычно покрываются сажей, а на малом расстоянии перед мишенью помещается растровая сетка. Хорошо сфокусированный пучок должен попадать лишь на центральный электрод мишени. При изменении потенциала коллектора в указанных выше пределах и энергии первичных электронов ток на периферийные кольцеобразные электроды должен быть минимальным.

3) Измерение первичного или разностного токов при перемещении пучка поперек мишени с помощью отклоняющих пластин электронной пушки или магнитного поля катушек Гельмгольца [97, 98]. При этом кривая зависимости разностного тока $i_t = i_p - i_{sm}$ в цепи мишени от тока $I_{кат}$ в катушках Гельмгольца имеет вид, изображенный на рис. 16.

4) Измерение тока в цепи мишени при ее передвижении вдоль оси пучка от центра сферы к пушке [98, 99]. При приближении мишени к пушке ток в цепи мишени при наличии расфокусировки будет увеличиваться.

Конструкции электронных пушек, используемых при работе с медленными электронами, описаны в § 4 гл. III. Конструкции приборов для измерения коэффициентов ВЭЭ при малых E_p рассмотрены в § 1 настоящей главы.

В 1932 г. Хильш [100] впервые применил для изучения взаимодействия электронов малых энергий с пленками щелочно-галогенидных солей квазисферический диод, состоящий из стеклянной сферы, металлизированной изнутри, и плоского платинового диска — мишени, на которую из молекулярной пушки наносились изучавшиеся пленки. В дальнейшем подобные квазисферические диоды использовались для изучения ВЭЭ и ХПЭ при малых E_p во многих работах [101 — 116].

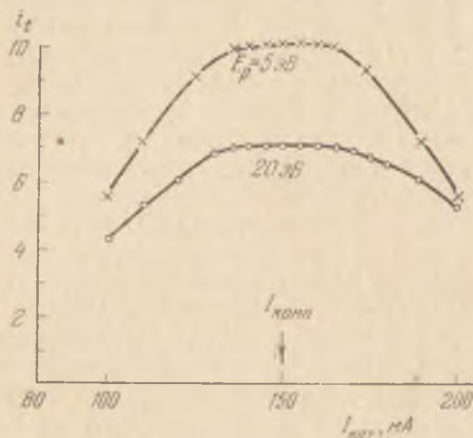


Рис. 16. Влияние магнитного поля катушек Гельмгольца на величину тока i_z в цепи мишени. Кривые сняты при $U_c = 0$; $I_{\text{комп}}$ — ток в катушках Гельмгольца, соответствующий компенсации магнитного поля Земли.

Джекобс и сотрудники [117] применили для исследования ВЭЭ и упругого отражения электронов при малых E_p прибор, в котором были приняты специальные меры для исключения прямого попадания продуктов испарения оксидного катода на исследуемую мишень. В этом приборе пучки первичных и отраженных электронов под воздействием скрещенных электрического и магнитного полей описывают циклоидальные траектории. Однако малая разрешающая способность при-

бора, а также упругое отражение электронов от коллектора не позволили авторам [117], измеряя ток в цепи коллектора как функцию E_p , непосредственно получать зависимость $r(E_p)$.

Хауорс [118, 119] в 1935 г. впервые подробно исследовал с помощью 180-градусного магнитного спектрометра энергетические спектры вторичных электронов для поликристаллических мишеней из Мо при $1 \leq E_p \leq 150$ эВ. Наряду с наблюдением пиков ХПЭ, которые за 5 лет до этого были обнаружены Рудбергом [120], Хауорс, вероятно, впервые наблюдал особенности в виде нерезких максимумов в области кривой распределения, соответствующей энергиям истинно-вторичных электронов (см. также [121 — 124]).

Глава V

Методы измерения пробегов электронов в твердом теле

§ 1. Методы измерения эффективных пробегов первичных электронов в веществе, проницаемости тонких пленок и ВЭЭ на прострел

Для выяснения механизма взаимодействия электронов с твердыми телами и решения ряда прикладных задач первостепенное значение имеет измерение пробегов электронов в веществе и получение информации о процессах, происходящих при рассеянии и торможении электронов в твердых телах. Существует несколько способов таких исследований: 1) прострел электронами тонких свободных пленок [1, 2], 2) исследование так называемых П — М систем, состоящих из тонкой пленки вещества (П) и расположенного в непосредственной близости от пленки массивного образца (М) того же вещества [3], 3) фиксация толщины слоя, в пределах которого наблюдаются те или иные изменения, произведенные электронами в веществе, 4) метод «отрыва» кривых $\eta(E_p)$ или $\sigma(E_p)$, 5) метод диаграмм $\delta - \eta$.

Схематический вид прибора для исследования ВЭЭ тонких свободных пленок представлен на рис. 1. Измерения производятся как с фронтальной, так и с тыльной (по отношению к пушке ЭП) сторон пленки. При измерениях с фронтальной стороны пленки получаются уже рассмотренные ранее данные о величинах, характеризующих ВЭЭ пленки на отражение, σ , δ , η и r . При изменении толщины пленок могут быть получены также данные о толщинной зависимости коэффициентов ВЭЭ.

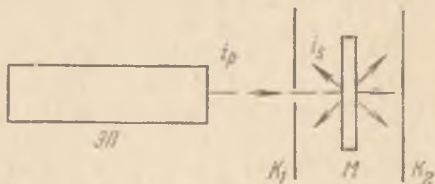


Рис. 1. Схематическое изображение прибора для исследования ВЭЭ тонких свободных пленок, K_1 и K_2 — коллекторы электронов.

Если на коллектор K_2 подан положительный потенциал, то кривая зависимости тока, протекающего в цепи K_2 , от энергии первичных электронов имеет вид, схематически изображенный на рис. 1.11. Эта кривая характеризует полный коэффициент ВЭЭ на прострел $\Sigma = \Delta + D$ в зависимости от E_p . Так же как и в случае ВЭЭ на отражение, для подавления третичных токов целесообразно применять приборы с антидинаatronными сетками. В этом случае потенциалы на сетку и коллектор подаются подобно тому, как это описано в § 4 гл. IV.

Если толщина L мишени M значительно меньше, чем эффективная глубина проникновения первичного пучка в вещество $L_{\text{эфф}}$, то, производя анализ вышедших из пленки электронов по энергиям, можно определить потери энергии первичных электронов в пленках различной толщины.

Исследуя зависимости энергии прошедших через пленку электронов E_s от E_p и глубин λ_η и $L_{\text{эфф}}$ от E_p (см. рис. 1.14), можно получить сведения о закономерностях торможения электронов в веществе (см. § 4 гл. II). Поэтому эти зависимости называют «законами торможения» электронов в веществе, что на самом деле не совсем верно, поскольку траектории электронов отличаются от прямолинейных, т. е. наряду с замедлением электронов происходит их рассеяние.

«Закон торможения» электронов в твердом теле впервые был экспериментально исследован Виддингтоном [1] в 1911 г. с помощью установки, в которой источником электронов служил газовый разряд. Через отверстие в аноде пучок электронов направлялся в поперечное магнитное поле, под действием которого производилась селекция электронов по скоростям. На исследуемую пленку направлялись электроны с одинаковой скоростью, отклоненные на угол 90° . Электроны, скорость которых была достаточной для прохождения сквозь пленку, подвергались анализу по скоростям в магнитном поле соленоида. Виддингтон проводил свои опыты с электронами, обладавшими энергиями от 10 до 175 кэВ. Работа [2] была проведена Виддингтоном с целью проверки закона поглощения электронов Ленарда [4].

Шонланд [5] использовал в своих опытах электроны с энергией от 10 до 50 кэВ. Его прибор позволял регистрировать как электроны, прошедшие сквозь пленку (D), так и отраженные электроны (η). В основном этот прибор был аналогичен прибору Виддингтона. Главное отличие состояло в том, что с обеих сторон от исследуемой пленки на расстоянии 2 мм помещались сетки, на которые относительно мишени подавался потенциал $U_g = -100$ В, задерживающий медленные вторичные электроны (Δ). Искажения, вносимые отражением первичных электронов от верхней сетки, учитывались при измерении тока на цилиндр без исследуемой пленки. В приборе Террилла [6] в качестве источника электронов

впервые в опытах по прострелу пленок была применена электронная пушка. Исследуемая фольга крепилась на подвижной рамке, которая могла выдвигаться в сторону от пучка электронов, направляющегося в этом случае в цилиндр Фарадея. При измерении числа электронов, прошедших сквозь фольгу, на цилиндр относительно фольги подавался задерживающий потенциал -100 В. Энергия первичных электронов изменялась в интервале от 20 до 50 кэВ. В работе Ференца и Стефенсона [7] для получения кривых проницаемости $D(E_p)$ коллодиевых пленок толщиной от $7 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-3} см использовался пучок электронов с энергией от 800 эВ до 34 кэВ. Электроны, испущенные вольфрамовой нитью и прошедшие через коллиматорное отверстие, попадали на исследуемую пленку, которая закреплялась в одном из четырех прямоугольных отверстий зубчатого диска. Коллектором прошедших сквозь пленку электронов служил цилиндр Фарадея, в который электроны могли попасть только пройдя через узкую диафрагму. Расстояние между цилиндром Фарадея и пленкой составляло 3 мм. При помощи специального приспособления зубчатый диск с пленками мог поворачиваться так, что под пучком оказывалась либо пленка, либо пустое отверстие. Отношение отклонений гальванометра с пленкой и без пленки принималось за проницаемость пленки *) $D(E_p) = 1 - \eta(E_p) - \kappa(E_p)$. В приборе, использованном в работе Лане и Цаффарано [8], тонкие пленки коллодия, формвара и алюминия различной толщины укреплялись на металлическом круге. Под электронный пучок ($E_p \leq 50$ кэВ) могла быть помещена любая из 16 пленок. Электроны, проникавшие через пленку, проходили затем через сетку и попадали в цилиндр Фарадея. При измерениях проницаемости $D(E_p)$ и пороговых значений энергии прострела $E_{\text{экт}}$ круг с мишенями заземлялся, а на сетку подавался потенциал $U_g = -90$ В. Благодаря этому вторичные электроны, эмиттированные пленкой с энергией, меньшей 90 эВ, не могли попасть в цилиндр Фарадея, а электроны, созданные внутри цилиндра Фарадея быстрыми первичными электронами, не могли из него выйти.

Хоффман [9] для исследования проницаемости пленок Al_2O_3 толщиной от 1000 до 3000 Å использовал прибор, в котором электроны, прошедшие через пленку, попадали в цилиндр Фарадея, а поглощенные и отраженные регистрировались прибором, включенным в цепь держателя пленки, также выполненного в форме цилиндра Фарадея. Это было сделано для того, чтобы предотвратить искажения, связанные с уходом вторичных электронов и действием рентгеновских лучей. Так как Хоффман работал с

*) Характерный вид зависимости D от E_p приведен на рис. 1.13. Здесь показано, каким образом из этой кривой определяется пороговая энергия прострела $E_{\text{экт}}$.

диэлектрическими пленками, то для уменьшения зарядки мишеней на них напылялся тонкий слой алюминия ($50 - 80 \text{ \AA}$).

Приборы подобного типа позднее были применены и в ряде других работ [10 — 12]. Для задержки медленных вторичных электронов (δ и Δ), эмиттируемых пленкой в обе стороны, обычно применяются две сетки, находящиеся под отрицательными по

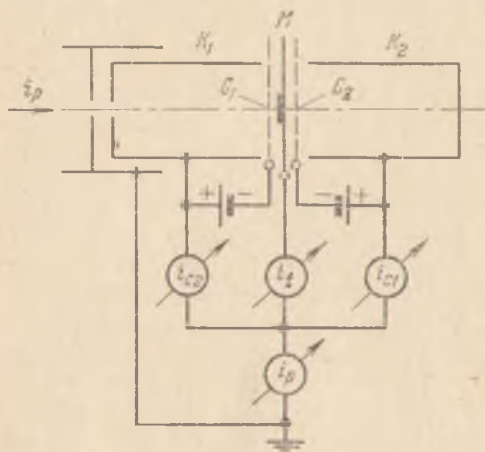


Рис. 2. Расположение электродов в приборе и электрическая схема для одновременного измерения коэффициентов η , D и κ [12].

отношению к пленке потенциалами. Схема, показанная на рис. 2, позволяет измерять одновременно коэффициенты η , D и κ [12].

Яснопольский, Карелина и Малышева [13] для исследования ВЭЭ на прострел пленок MgO применили измерительное устройство, подобное изображенному на рис. 2. В их приборе было предусмотрено поочередное помещение под пучок нескольких эмиттеров, располагавшихся на специальной подвижной каретке. Расстояние между коллекторной сеткой C_2

(обозначения такие же, как на рис. 2) и поверхностью мишени M было равно 5 мм. На сетку C_2 относительно коллектора K_2 (цилиндра Фарадея) подавался отрицательный потенциал -50 В . Эта мера, а также нанесение на внутреннюю поверхность цилиндра K_2 и на сетку C_2 аквадага способствовали уменьшению искажений, вызванных отражением электронов и вторичной эмиссией с сетки C_2 и коллектора K_2 .

В приборе [14] для исследования проникаемости пленок Al_2O_3 пучок первичных электронов ($E_p \leq 12 \text{ кэВ}$) с помощью магнита мог направляться либо во вспомогательный цилиндр Фарадея, служивший для измерения интенсивности пучка, либо на образец, за которым располагался коллектор прошедших через образец электронов. Ток обычно не превышал 10^{-9} А . Зарядка образца Al_2O_3 не вносила заметных искажений в измеряемые зависимости, так как коэффициент ВЭЭ вплоть до $E_p = 12 \text{ кэВ}$ превышал единицу и вследствие этого потенциал мишени не мог сильно отличаться от потенциала держателя пленки. Для определения энергии, теряемой электронами в пленках Al_2O_3 , Юнг использовал прибор с электростатическим 127-градусным анализатором [15].

В работах [16 — 21] для изучения проницаемости пленок и ВЭЭ на прострел были применены приборы типа сферического и квазисферического диодов и триодов. Впервые прибор такого типа при изучении проницаемости тонких пленок и энергетических спектров медленных электронов был использован Песьяцким [16]. Квазисферический диод Песьяцкого состоял из двух изолированных друг от друга проводящих полусфер, что позволяло получать сведения как о числе прошедших через пленку электронов, так и о числе отраженных, а также о распределении их по энергиям. Следует отметить, что перераспределение третичных электронов между сферами в приборе такого типа может внести заметные ошибки как в величину пороговой энергии прострела $E_{\text{экт}}$, так и в энергетические спектры вторичных электронов.

Буткевичем и Бутсловым [17] для исследования распределения вторичных электронов по углам вылета была создана металлическая вакуумная система с прибором типа сферического диода с меридиальной щелью в сферическом коллекторе (см. подробнее § 2 гл. VI).

Каничева и Бурцев [18] для исследования прохождения электронов через тонкие пленки впервые предложили использовать сферический триод с антидинатронной сеткой (рис. 3). Диаметр сферического коллектора K равнялся 160 мм, диаметр антидинатронной сетки C — 140 мм. Сфера имела два отворстка, в одном из которых помещалась электронная пушка, в другом — держатель пленки и подвижная контрольная мишень M , покрытая виллемитом. Держатель пленки представлял собой полусферу с радиусом 16 мм. Диаметр затягиваемого исследуемой пленкой отверстия в полусфере равнялся 3—4 мм.

Сферическое задерживающее поле для анализа энергетических спектров электронов, прошедших через тонкие пленки, было использовано также в работе Кантера [19]. Его прибор с двумя сетками для анализа вторичных электронов по энергиям и углам вылета подобен прибору, использованному в [20] для анализа спектров электронов, неупруго отраженных от массивных мишеней (рис. 4). При измерении проницаемости $D(E_p)$ и коэффициента ВЭЭ на прострел $\Sigma(E_p)$ внутренняя сетка C_1 соединяется с окружающими ее электродами и служит коллектором электронов.

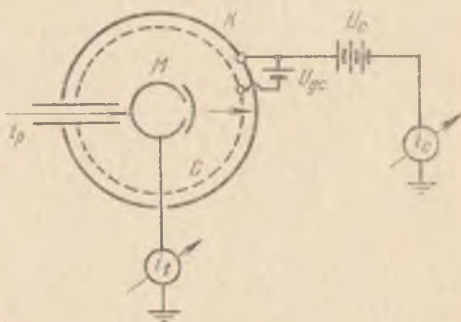


Рис. 3. Схема для измерений коэффициентов ВЭЭ на прострел и энергетических спектров электронов в приборе со сферическим задерживающим полем [18].

При этом на нее относительно мишени M подается либо отрицательный (при измерении D), либо положительный (при измерении Σ) потенциал, равный 45 В. Сетка C_2 играет роль антидинаatronной, 1 — 5 — изолированные

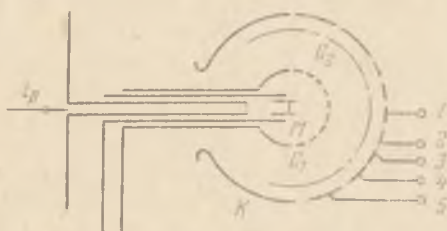


Рис. 4. Схема прибора для исследования энергетических спектров электронов, прошедших через тонкие пленки [19].

зоны коллектора K .

В работах [21, 22], посвященных исследованию торможения и неупругого рассеяния электронов в тонких свободных пленках меди, была применена конструкция экспериментального прибора (рис. 5), подобная конструкции прибора Песьяцкого [16]. Существенным отличием прибора, использованного

в [21], являлось, во-первых, использование антидинаatronной сетки (разделенной на две половины C_1 и C_2), и, во-вторых, применение устройства, препятствующего возникновению эмиссии третичных электронов с верхней сетки на нижнюю при исследовании прохождения электронов через пленку. С этой целью верхняя сторона образца (обращенная к пушке) прикрывалась коробочкой с диафрагмами (не показана на рис. 5). Это существенно уменьшало ток рассеянных электронов на нижний коллектор K_2 еще до прострела образца первичными электронами. При исследовании отражательных свойств тонких пленок держатель образца вместе с коробочкой поворачивался на 180° вокруг оси, перпендикулярной направлению падения первичного пучка. В этом случае коробочка служила коллектором электронов, проходящих сквозь пленку, и препятствовала возникновению третичной эмиссии с нижней сетки.

При измерении пороговых значений энергии $E_{\text{экт}}$ первичных электронов или глубины $L_{\text{эфф}}$ проникновения электронов в твердое тело выходящие из пленки электроны могут регистрироваться по свечению слоя люминофора, нанесенного на обратную сторону изучаемой тонкой пленки. В работе Юнга [23] исследовалась проникаемость пленок Al электронами с энергией от 0,5 до 11 кэВ. Пленки готовились испарением Al на нитроцеллюлозную подложку, на которую

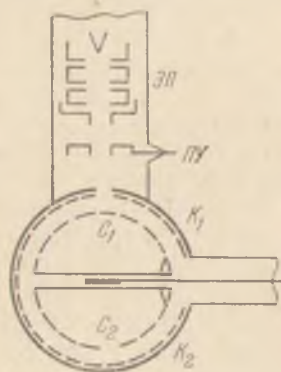


Рис. 5. Схема прибора с антидинаatronной сеткой для одновременного исследования отраженных и прошедших пленку электронов [22]. ЭП — электронная пушка, ПУ — электрод для послеускорения электронного пучка.

предварительно был нанесен слой люминофора. Затем, после удаления нитроцеллюлозы (с помощью отжига на воздухе), пленки помещались в прибор, включавший в себя электронную и понную пушки, держатель образца и цилиндр Фарадея. С помощью магнита пучок электронов (или ионов) мог направляться на образец или в цилиндр Фарадея (для измерения интенсивности первичного пучка). Метод, подобный методу Юнга, был позднее применен Фелдманом [24]. Кантер и Штернгласс [25] провели подробный сравнительный анализ методов измерения проницаемости тонких пленок по прошедшему току и по люминесценции фосфора, на который нанесена тонкая пленка. Они показали, что результаты, полученные методом люминесцентного детектора, могут сильно отличаться от результатов токовой методики, особенно в случае, когда используются тонкие, простреливаемые пучком пленки фосфора, как это было в работе [24].

В работах [26, 27] были поставлены прямые опыты по наблюдению рассеяния электронов в люминесцирующих монокристаллах. На монокристалл направлялся очень узкий (диаметром ~ 1 мкм) пучок электронов с энергией $E_p = 10 - 40$ кэВ. Методом микрофотометрии авторы могли фотографировать или визуально наблюдать в микроскоп светящуюся область в виде сферы с центром в точке падения электронов на поверхность кристалла.

Хорошо известно, что в щелочно-галоидных кристаллах под действием электронной бомбардировки происходит интенсивное окрашивание приповерхностного слоя вещества. Глубина этого слоя связана с глубиной проникновения электронов внутрь кристалла и зависит от энергии бомбардирующих кристалл электронов. Варли [28] бомбардировал кристаллы щелочно-галоидных соединений электронами с энергией от 0,25 до 1,1 МэВ. Опыты Варли, а также опыты, проведенные в работе [29], показали, что область устойчивого окрашивания заметно отличается от остальной толщи кристалла. В работе [29] окрашивание электронами свежесколотых монокристаллов щелочно-галоидных солей производилось в приборе с электронной пушкой, предназначенном для изучения ВЭЭ.

Поверхность кристаллов (грань (100)) облучалась электронами с плотностью тока $10 - 20$ мкА/см² и приобретала при этом характерную для каждого вещества окраску. Со временем облучения толщина окрашенного слоя увеличивалась до некоторого предельного значения, зависящего от энергии падающих электронов. Это предельное значение глубины проникновения окраски в кристалл измерялось с помощью оптического микроскопа. Величина глубины окраски не является, конечно, точной мерой максимальной глубины проникновения электронов в кристалл, так как, во-первых, в конце пути число электронов, образующих центры окраски, может оказаться настолько малым, что окраска

будет незаметной. Во-вторых, электроны окажутся столь медленными, что уже не будут создавать центров окрашивания. Поэтому измеряемая величина будет меньше предельной глубины проникновения электронов. С другой стороны, возможна диффузия центров окраски вглубь кристалла. Впрочем, последний фактор при комнатных температурах, по-видимому, не имеет большого значения.

При облучении стационарным электронным потоком поверхность изучаемого диэлектрического кристалла может заряжаться, что затрудняет определение действительной энергии E_p первичных электронов при их ударе о кристалл. Проведенные в [29] измерения показали, что коэффициент ВЭЭ щелочно-галогидных кристаллов в рассматриваемом диапазоне энергий (5 — 15 кэВ) превышает единицу. При этом поверхность диэлектрика при $U_c = 0$ заряжается до небольшого положительного потенциала за счет начальных скоростей вторичных электронов (см. § 6 гл. I). Влиянием этого потенциала на энергию быстрых первичных электронов можно пренебречь. Наряду с зарядкой поверхности при торможении первичных электронов в толще кристалла возможно накопление отрицательного объемного заряда, образующего вместе с положительно заряженной поверхностью двойной слой. Однако трудно ожидать значительного скачка потенциалов на таком двойном слое, так как при большой напряженности поля должно происходить смещение электронов из объемного заряда к поверхности. Учитывая значительную проводимость такого слоя (из-за ЭВП, образования центров окраски и коллоидальных частиц металла), следует ожидать, что объемный заряд начнет рассасываться уже при небольшом скачке потенциалов в двойном слое. Следовательно, измеряемая энергия первичных электронов должна быть близка к действительной.

§ 2. Методы измерения глубин выхода различных групп вторичных электронов

В предыдущем параграфе рассмотрен вопрос об экспериментальном определении эффективных пробегов $L_{эфф}$ электронов в веществе в направлении первичного пучка в том случае, когда падающие на вещество электроны имеют определенную энергию E_p . В данном параграфе рассматривается вопрос об определении эффективных пробегов электронов в направлении, противоположном направлению первичного пучка, или, иначе говоря, вопрос о глубине выхода истинно-вторичных, неупруго и упруго отраженных электронов. Поскольку электроны внутри вещества обладают энергиями от 0 до E_p (с точностью до высоты потенциального барьера на границе вещество — вакуум), целесообразно рассмотреть этот вопрос применительно к различным группам электронов

(упруго и неупруго отраженным и истинно-вторичным), введя для каждой из этих групп соответствующие эффективные пробеги. Экспериментальным обоснованием такой классификации являются опыты Находкина и др. [30 — 32], в которых впервые было обнаружено наличие различных эффективных глубин выхода для истинно-вторичных и неупруго отраженных электронов. Поскольку упруго отраженные электроны (при не очень малых E_p) представляют собою малую долю общего числа отраженных электронов, мы не будем вначале выделять их и рассмотрим вопрос об определении глубины упругого отражения λ_r в конце настоящего параграфа.

Введем для характеристики глубин выхода истинно-вторичных электронов величину λ_δ , а для отраженных электронов — величину λ_η . Следует еще раз подчеркнуть, что эти величины относятся к движению электронов, обладающих разными энергиями — λ_δ характеризует глубину выхода электронов с энергией от 0 до 50 эВ (в вакууме), а λ_η — электронов с энергией от 50 эВ до E_p .

Как показано многими исследователями [33 — 39], при не очень малых E_p значительное число истинно-вторичных электронов при ВЭЭ на отражение обязано своим происхождением потоку идущих обратно неупруго отраженных первичных электронов. В ряде случаев вклад медленных электронов, созданных неупруго отраженными электронами, в общий ток ВЭЭ для веществ с большими значениями η достигает 60%.

Коэффициент эмиссии на отражение медленных, истинно-вторичных электронов складывается, таким образом, из двух частей [34 — 36]:

$$\delta = \delta_p + \bar{\delta}_\eta = \delta_p + S\eta = \delta_p(1 + \beta\eta), \quad (1)$$

где δ_p — коэффициент эмиссии истинно-вторичных электронов, созданных потоком первичных электронов, движущихся вглубь вещества, $\bar{\delta}_\eta$ — то же для электронов, образованных потоком отраженных электронов, распространяющихся по направлению к поверхности эмиттера, S — эффективность неупруго отраженных электронов (среднее число истинно-вторичных электронов, создаваемых одним неупруго отраженным) [40].

Так как быстрая компонента спектра ВЭЭ — неупруго отраженные электроны — движутся к поверхности с больших глубин, чем медленные истинно-вторичные, то эффективная зона глубиной λ_σ , в которой разыгрываются процессы, ответственные за ВЭЭ на отражение, превышает зону выхода медленных электронов λ_δ .

Величина λ_σ называется эффективной глубиной ВЭЭ на отражение. При сравнительно малых энергиях первичных электронов E_p эффективная глубина ВЭЭ $\lambda_\sigma \approx L_{эфф} < \lambda_\delta$. В предельном случае $\lambda_\sigma \approx L_{эфф} \approx \lambda_\delta$.

При достаточно большой энергии первичных электронов E_p , как показывают многочисленные опыты [35 — 39], эффективная

глубина ВЭЭ $\lambda_\sigma \approx \lambda_\eta$ связана с эффективной глубиной проникновения первичных электронов в вещество $L_{эфф}$ следующим приближенным равенством:

$$\lambda_\sigma \approx \lambda_\eta \approx L_{эфф}/2 > \lambda_\delta. \quad (2)$$

Заметим, что большая часть неупруго отраженных электронов выходит с толщин, меньших $L_{эфф}/2$ (рис. 6).

Основным методом определения пробегов различных групп электронов является изучение толщинных зависимостей $\sigma(L)$,



Рис. 6. Схематическое изображение рассеяния электронов в твердом теле при средних значениях E_p ; L_{pi} — предельно возможный (ионизационный) пробег первичного электрона.

$\delta(L)$, $\eta(L)$ и $r(L)$. При этом имеется также возможность оценивать эффективную глубину $L_{эфф}$ проникновения первичных электронов с данной энергией E_p в исследуемое вещество. Толщина пленок меняется от наименьших величин (в пределе от одного монослоя) до величин, равных или превышающих λ_σ . Поскольку вторично-эмиссионные свойства вещества определяются величиной λ_σ , то при толщинах пленок, меньших, чем λ_σ , сле-

дует учитывать вклад тока, вносимого электронами подложки, т. е. необходимо анализировать ВЭЭ системы: пленка исследуемого вещества — массивная подложка, на которой располагается изучаемая пленка.

Вторично-эмиссионные свойства системы пленка — подложка (δ , η , спектр вторичных электронов) должны в общем случае зависеть от толщины пленки L , отражательных свойств подложки ($\eta_{п}$, спектр неупруго отраженных от подложки электронов) и, если $L < \lambda_{\delta п}$, и от вторично-эмиссионных свойств подложки ($\delta_{п}$, спектр вторичных электронов подложки). Поэтому выбор подложки весьма существен для интерпретации получаемых результатов.

Согласно терминологии, предложенной Бронштейном [35, 36], различают три предельных случая:

- случай «нулевой» подложки, когда $\eta_{п} \ll \eta_{сл}$;
- случай «зеркальной» подложки, когда $\eta_{п} \gg \eta_{сл}$;
- случай «эквивалентной» подложки, когда $\eta_{п} \approx \eta_{сл}$.

Здесь $\eta_{п}$ обозначает КНО подложки, а $\eta_{сл}$ — КНО напыленного слоя. Возможны, конечно, и промежуточные случаи.

Заметим, что случай нулевой подложки в наиболее чистом виде реализуется при изучении ВЭЭ на отражение от тонких свободных

пленок [22, 38], применяемых для исследования ВЭЭ на прострел (см. § 4 гл. I и § 1 настоящей главы).

Кантером [38] было применено простое устройство блока мишени, позволяющее получать сведения об отражении электронов от свободных металлических пленок (рис. 7). Тонкая ($\sim 500 \text{ \AA}$) пленка Al диаметром 8 мм помещалась на подложку-держатель из массивного куска Al, которая закрывала лишь половину пленки. Вторая половина пленки оставалась свободной. Пучок электронов диаметром в 1 мм мог направляться на любую половину мишени M . Это позволяло измерять коэффициенты ВЭЭ пленки на отражение как в присутствии обратнотраженных от подложки электронов, так и без них.

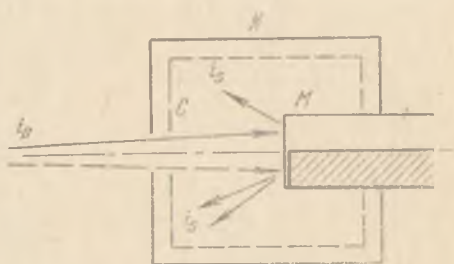


Рис. 7. Прибор для исследования отражения электронов от свободных металлических пленок [38].

Для получения «эквивалентной» подложки можно использовать двухкомпонентную систему из веществ с различными значениями η . Напыляя одно вещество на другое, можно так подобрать КНО системы, чтобы он стал равен коэффициенту η исследуемого вещества (при заданной величине E_p). Например, на графит ($\eta \leq 0,1$) можно напылять небольшими порциями Au или Pt ($\eta \approx 0,5$) [41].

Опыты по определению толщинных зависимостей $\sigma(L)$ или $\delta(L)$ заключаются в том, что снимается семейство зависимостей $\sigma(E_p)_L$ или $\delta(E_p)_L$ для пленок различной толщины L . Затем строятся графики зависимостей $\sigma(L)$ или $\delta(L)$ при фиксированных значениях E_p . Соответствующие значения λ определяются по величинам L_m , начиная с которых прекращаются изменения коэффициентов ВЭЭ с ростом толщины. Для веществ с высоким значением σ ($\sigma \gg 1$) при не очень малых E_p и толщинах слоя L зависимости $\sigma(L)$ практически совпадают с зависимостями $\delta(L)$, так как при этом $\delta \gg \eta$. В этом случае $\lambda_\sigma \approx \lambda_\delta$.

Для случая эквивалентной подложки ($\eta_p \approx \eta_{cl}$) вид толщинной зависимости определяется соотношением величин σ подложки и слоя (рис. 8). Величина λ_σ (или λ_δ) может быть определена из кривой $\sigma(L)$ (или соответственно $\delta(L)$) по точке, начиная с которой эти величины перестают зависеть от L .

Схематический вид кривых, получаемых в случае применения нулевой подложки, представлен на рис. 9, для зеркальной подложки — на рис. 10. Если энергия первичных электронов выбрана достаточно большой (т. е. $L_{эфф} \gg \lambda_\delta$), то изменения σ и η с ростом L прекращаются при некотором значении $L_m = \lambda_\eta$, когда

процессы, определяющие ВЭЭ, начинают разыгрываться только в напыленном слое вещества. При $L_{эфф} < \lambda_\delta$ (малые значения E_p) зависимости δ и η от L для случая нулевой подложки имеют вид, показанный на рис. 11.

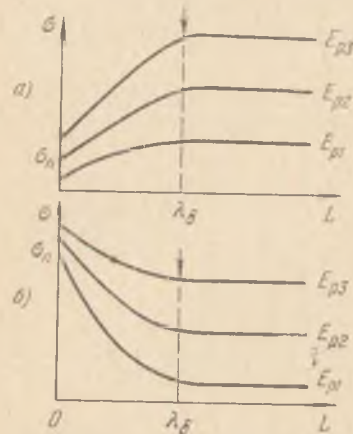


Рис. 8. Схематический вид зависимости $\sigma(L)$ при различных значениях E_p для случая эквивалентной подложки: а) $\sigma_{сл} > \sigma_{п}$, $L_{эфф} > \lambda_\sigma$; б) $\sigma_{сл} < \sigma_{п}$, $L_{эфф} > \lambda_\sigma$.

ределяться методом «отрыва» кривых $\eta(E_p)_L$ или $\sigma(E_p)_L$ для тонких слоев исследуемого вещества от соответствующих кривых, характеризующих массивный слой вещества [35 — 39]. С этой

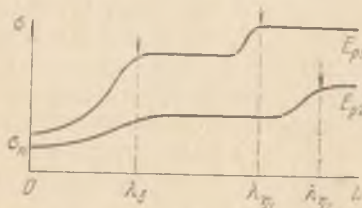


Рис. 9. Схематический вид зависимости $\sigma(L)$ в случае нулевой подложки; $\eta_{сл} > \eta_{п}$, $\sigma_{сл} > \sigma_{п}$, $L_{эфф} > \lambda_\sigma$, $E_{p2} > E_{p1}$.

При использовании методов нулевой и зеркальной подложки на кривых зависимости $\sigma(L)$ получаются две «полочки», причем положение второй из них зависит от энергии первичных электронов E_p (рис. 9): смещается к большему толщине с ростом E_p [32]. Следует иметь в виду, что если точки в интервале $\lambda_\delta < L < \lambda_\eta$ снимать недостаточно часто, то первая полочка может остаться незамеченной, тем более, что в ряде случаев она проявляется недостаточно четко [31, 32].

Эффективный пробег первичных электронов $L_{эфф}$ и эффективная глубина выхода неупруго рассеянных электронов λ_η могут опре-

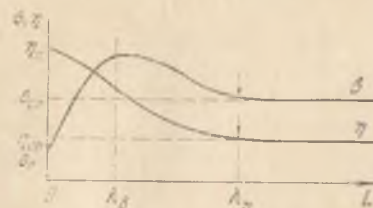


Рис. 10. Схематический вид зависимости $\sigma(L)$ и $\eta(L)$ в случае зеркальной подложки.

целью обычно снимаются семейства кривых $\eta(E_p)_L$ при последовательном напылении одного вещества на подложку (желательно зеркальную) из другого (рис. 12). Для слоя определенной толщины по точке, начиная с которой кривая «отрывается» от кривой для массивного вещества (точка отрыва), определяется энергия E_p , при которой глубина выхода λ_η равна толщине слоя L .

Так как

$$L_{эфф}(E_p) \approx 2\lambda_\eta(E_p), \quad (3)$$

то таким способом можно определить и $L_{эфф}$. По найденным значениям строится кривая зависимости $L_{эфф}(E_p)$.

В работе Холлидея и Штернгласса [39] пленки исследуемого вещества определенной толщины напылялись на составные подложки из золота с $\eta_{п1}$ и углерода с $\eta_{п2}$. Снимая зависимость $\eta(E_p)$ в широком диапазоне изменения E_p (в работе [39] энергия E_p менялась от 4 до 20 кэВ), можно было определить энергию E_p , соответствующую точке отрыва. Ход кривой вблизи точки отрыва существенно зависит от разности $\Delta\eta = \eta_{п1} - \eta_{сл}$. Для повышения точности измерений λ_η (или $L_{эфф} \approx 2\lambda_\eta$) необходимо, чтобы разность $\Delta\eta$ была возможно большей, так как при этом кривые $\eta(E_p)$ более круто подходят к горизонтальному участку. Величины $L_{эфф}$, определенные путем измерения глубины выхода λ_η неупруго отраженных электронов, находясь в хорошем согласии с величинами $L_{эфф}$, определенными методом прострела свободных пленок.

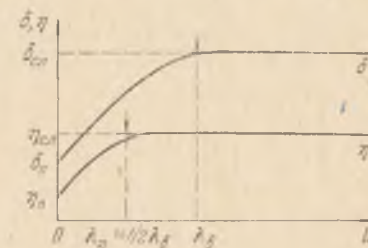


Рис. 11. Схематический вид зависимости $\delta(L)$ и $\eta(L)$ для случая нулевой подложки; $\eta_{п} < \eta_{сл}$, $\sigma_{сл} > \sigma_{п}$, $L_{эфф} > \lambda_\sigma$.

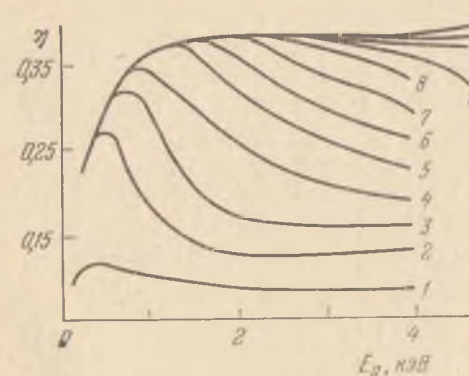


Рис. 12. Зависимость $\eta(E_p)$ для Be (1), Sn (12) и Be, покрытого пленками Sn толщиной от 10 до 300 атомных слоев (кривые 2—11) [36].

этого имеется некоторая степень произвола при фиксировании величин λ_δ , λ_η и λ_σ .

Точность определения этих величин зависит от крутизны участка кривой при подходе к «плато». В отличие от рассмотренного в предыдущем параграфе способа определения $L_{эфф}$ по прострелу

Наибольшая трудность, с которой приходится встречаться при определении величин λ_δ , λ_η , λ_σ и $L_{эфф}$ методами, описанными выше, заключается в том, что кривые типа изображенных на рис. 8—12 во многих случаях очень медленно, почти асимптотически приближаются к горизонтальному участку (к «плато»). Вследствие

свободных пленок, в данном случае экстраполяция кривой $\eta(E_p)$ не имеет ясного физического смысла и не может применяться из-за плавно меняющейся крутизны кривой.

Для определения величин λ_δ и оценки роли неупруго отраженных электронов во вторичной электронной эмиссии удобно также использовать предложенный Бронштейном и др. [35, 36] метод диаграмм $\delta - \eta$ (рис. 13). Такие диаграммы, или семейства кривых $\delta(\eta)_{E_p}$, могут быть получены путем измерения коэффициентов

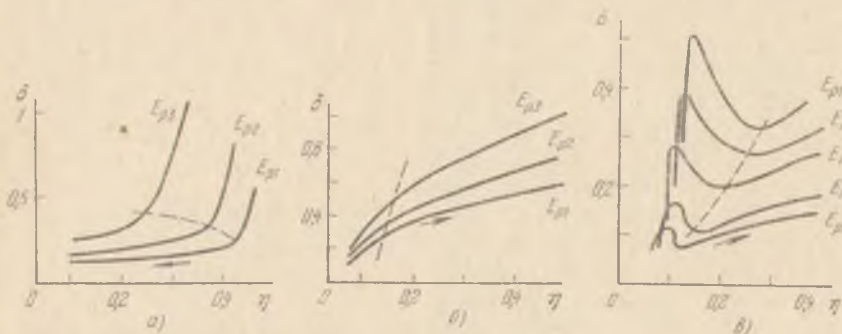


Рис. 13. Диаграммы $\delta - \eta$ [35, 36]: а) $\eta_{\text{сл}} < \eta_{\text{п}}$, $\delta_{\text{сл}} < \delta_{\text{п}}$, $E_{p1} > E_{p2} > E_{p3}$; б) $\eta_{\text{сл}} > \eta_{\text{п}}$, $\delta_{\text{сл}} > \delta_{\text{п}}$, $E_{p1} > E_{p2} > E_{p3}$; в) $\eta_{\text{сл}} \approx \eta_{\text{п}}$, $\delta_{\text{сл}} < \delta_{\text{п}}$, $E_{p1} > E_{p2} > E_{p3} > E_{p4} > E_{p5}$.

δ и η при последовательном нанесении тонких слоев одного вещества на подложку из другого. Для получения зависимости $\delta(\eta)_{E_p}$ постоянство скорости нанесения вещества на подложку несущественно, в то время как при снятии зависимостей δ и η от толщины (толщина L в случае калиброванного источника определяется по времени испарения) фактор постоянства скорости напыления является очень важным (см. § 9 гл. III).

Тангенс угла наклона прямолинейных участков кривой $\delta(\eta)_{E_p}$, согласно выражению (1), равен

$$S = \beta \delta_p = \left. \frac{d\delta}{d\eta} \right|_{L > \lambda_\delta} \quad (4)$$

т. е. определяется эффективностью неупруго отраженных электронов [40].

Кривые $\delta(\eta)_{E_p}$ могут иметь как монотонный, так и немонотонный характер (максимум или минимум) в зависимости от соотношения коэффициентов КНО ($\eta_{\text{п}}$ и $\eta_{\text{сл}}$) и эффективностей ($S_{\text{п}}$ и $S_{\text{сл}}$) подложки и напыляемого вещества. Так как коэффициент η представляет собой монотонную функцию толщины слоя L , то характер зависимости $\delta(L)$ всегда определяется видом диаграммы $\delta - \eta$. Записав выражение (1) для подложки и напыляемого слоя

и вычтя одно выражение из другого, получим

$$\Delta\delta = \delta_{\Pi} - \delta_{\text{сл}} + \eta_{\Pi}(S_{\Pi} - S_{\text{сл}}). \quad (5)$$

Разность КНО подложки и слоя обозначим через

$$\Delta\eta = \eta_{\Pi} - \eta_{\text{сл}}. \quad (6)$$

Если величины $\Delta\delta$ и $\Delta\eta$ при достаточно больших значениях $E_p (\geq 3 \text{ кэВ})$ одинакового знака, то зависимости $\delta(\eta)_{E_p}$ и $\delta(L)_{E_p}$ имеют монотонный характер (рис. 13, а и б), в противном случае на кривых наблюдается экстремум при $L \approx \lambda_{\delta}$ (рис. 13, в). Если $\Delta\delta$ и $\Delta\eta$ положительны, то $\delta(L)_{E_p}$ и $\delta(\eta)_{E_p}$ — убывающие функции, если отрицательны — возрастающие. При противоположных знаках $\Delta\delta$ и $\Delta\eta$ максимумы на зависимостях $\delta(\eta)_{E_p}$ и $\delta(L)_{E_p}$ наблюдаются при условии $\Delta\eta = \eta_{\Pi} - \eta_{\text{сл}} > 0$. В области, где $L \approx \lambda_{\delta}$, график зависимости $\delta(\eta)_{E_p}$ имеет излом, вслед за которым наблюдается участок, на котором $S = d\delta/d\eta \approx \text{const}$. Стрелками на рис. 13 указаны направления возрастания толщины напыленного слоя. Линии, соединяющие точки равной толщины $L \approx \lambda_{\delta}$, показаны штрихами. Интересной особенностью диаграмм δ — η является тот факт, что величина S эффективности вклада во ВЭЭ неупруго отраженных электронов для данного вещества (при $E_p = \text{const}$) практически не зависит от материала подложки [36]. Это, по-видимому, означает, что при $L > \lambda_{\delta}$ характер спектра неупруго отраженных электронов практически определяется только свойствами напыляемого вещества. Метод диаграмм δ — η применяется, например, для оценки толщины тонких металлических пленок, наносимых на поверхность монокристалла при изучении свойств поверхностей методом ДМЭ или с помощью анализа тонкой структуры кривых $\sigma_{hkl}(\varphi)$. При этом считается, что перегиб на кривых δ — η соответствует толщинам напыляемых пленок металла порядка десяти атомных слоев [42].

Казалось бы, что в случаях, когда $\sigma_{\text{сл}}$ значительно отличается от σ_{Π} , достаточную информацию для определения λ_{δ} и λ_{η} могло бы дать и изучение спектров вторичных электронов $N(E_s)$, поскольку в этих случаях спектры существенно отличаются друг от друга. По установлению спектра, характерного для данного вещества, можно было бы оценивать величины λ_{δ} и λ_{η} [43, 44]. Однако, как указано выше, даже при нанесении относительно тонкого слоя исследуемого вещества энергетический спектр электронов подложки претерпевает настолько значительную деформацию, что практически перестает отличаться от спектра для наносимого вещества.

Сопоставление величин λ_{δ} , определенных по кривой $\delta(L)$ и по изменению в зависимости от L спектров вторичных электронов, произведенное в [45, 46] при малых E_p , показало, что эти величи-

ны не совпадают. Определенные по спектрам вторичных электронов значения λ_s оказались меньше, чем по кривой $\delta(L)$. Это связано с тем, что на спектральных характеристиках в области медленных вторичных электронов вклад вещества с большим σ (BaO) настолько превышает долю электронов вещества с малым σ (W), что спектр вторичных электронов приобретает характерный для веществ с большим σ вид еще задолго до того, как перестает сказываться влияние на величину δ вещества с малым σ .

И все же в некоторых случаях метод измерения спектров $N(E_s)$ вторичных электронов и, в частности, спектров электронов Оже, позволяет получить полезную информацию о предельной глубине выхода $\lambda_s(E_s)$ вторичных электронов с определенной энергией E_s [45] (см. также § 7 гл. II).

Грубая оценка величин λ_η и $L_{эфф}$ может быть произведена методом растровой развертки пучка первичных электронов по мишени с однородной или неоднородной подложкой [47, 48]. При этом удобно пользоваться составной подложкой, одна часть которой является зеркальной, а другая нулевой или зеркальной и эквивалентной [48]. При использовании этого метода визуально фиксируется то значение L , равное λ_η , при котором на телевизионном экране исчезает изображение подложки.

При неизменной энергии первичных электронов E_p эффективную глубину проникновения $L_{эфф}$ электронов в данное вещество можно регулировать, изменяя угол φ падения пучка на поверхность мишени (рис. 14). Очевидно, что для проведения таких опытов необходимо иметь достаточно гладкую (в пределе — молекулярно-гладкую) поверхность и электронный пучок с малой угловой расходимостью θ_p . Если мишень представляет собой монокристалл, то глубина проникновения $L_{эфф}$ может быть существенно различной для разных кристаллографических направлений $\langle hkl \rangle$. Одни направления оказываются более прозрачными для электронов с данной энергией E_p , другие менее прозрачными. Проявляется анизотропия свойств кристалла, определяемая явлением интерференции электронных волн, испытывающих дифракционное (упругое) рассеяние на упорядоченно расположенных атомах кристаллической решетки [49, 50] (см. § 3 гл. II).

Рис. 14. Изменение эффективной глубины проникновения $L_{эфф}(\varphi)$ с изменением угла падения первичного пучка на поверхность мишени.

Среднюю глубину выхода вторичных электронов можно оценить, сняв зависимость $\delta(\varphi)$ [51, 52].

Неупругое рассеяние электронов в напыленных на массивные подложки пленках различных металлов и полупроводников при

наклонном падении первичного пучка изучалось в [53 — 55]. В частности, зависимость глубины выхода неупруго отраженных электронов λ_η от угла падения φ была исследована в [53, 54].

В [56] методом диаграмм $\delta - \eta$ исследовалось влияние угла падения φ первичных электронов на зону выхода истинно-вторичных электронов из слоев MgO. Как и в случае металлов [40], было показано, что в диапазоне изменения φ от 0 до 85° величина λ_s при $E_p = 3 - 4$ кэВ от φ не зависит. Это, вероятно, означает, что при указанных значениях E_p глубина выхода неупруго отраженных электронов превышает λ_s .

Штернгласс и Вахтель [57] предложили способ определения среднего свободного пробега λ_s медленных электронов в веществе путем сравнения коэффициентов Δ эмиссии истинно-вторичных электронов на прострел для двух пленок различной толщины L_1 и L_2 . Этот метод может применяться для свободных пленок, толщина которых мала по сравнению с пробегом первичных электронов $L_{эфф}(E_p)$.

Коэффициент $\Delta(L)_{E_p}$ может быть представлен в виде

$$\Delta(L)_{E_p} = \int_0^L n_s(z) W(z) dz, \quad (7)$$

где $n_s(z)$ — число медленных электронов, созданных на глубине z на отрезке dz первичным пучком с энергией E_p , $W(z) = \exp(-z/\lambda_s)$ — вероятность выхода медленного электрона с глубины z . Величина λ_s характеризует эффективную длину, на которой число выходящих в вакуум вторичных электронов уменьшается примерно в 2,7 раза. При достаточно большом значении E_p и малой толщине пленки ($L \ll L_{эфф}$) $n_s(z) = n_0 \approx \text{const}$. Тогда из (7) получим

$$\Delta(L) = n_0 \lambda_s (1 - e^{-L/\lambda_s}). \quad (8)$$

Для двух пленок различной толщины имеем

$$\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = \frac{1 - \exp(-L_2/\lambda_s)}{1 - \exp(-L_1/\lambda_s)}. \quad (9)$$

Отсюда, измеряя Δ_1 и Δ_2 и зная L_1 и L_2 , можно определить λ_s . В [57] вторичные электроны возбуждались электронами с энергией 2 — 20 кэВ при их прохождении через калиброванные пленки золота (25, 50 и 100 Å $\pm 10\%$) и KCl (1150, 2600, 5200 Å $\pm 10\%$), поддерживаемые на пленке SiO (120 Å).

Величина λ_s может быть оценена косвенным способом при исследовании толщинной зависимости квантового выхода рентгеновского фотоэффекта [58 — 60]. Рентгеновские кванты создают

быстрые электроны, которые при своем движении к поверхности фотокатода проявляют себя подобно потоку упруго и неупруго отраженных электронов при ВЭЭ. Существенное упрощение состоит в том, что в случае рентгеновского фотоэффекта первичный поток электронов отсутствует. Как показал анализ спектра рентгеновских фотоэлектронов, преобладающее число эмиттированных электронов имеет энергию, меньшую 50 эВ. Это говорит о существенной роли «вторично-эмиссионного фотоэффекта» под действием рентгеновских квантов (особенно в случае диэлектриков). Рентгеновский фотоэффект состоит в образовании в мишени и выходе в вакуум нескольких групп фото- и оже-электронов. При своем движении в фотокатоде первоначально монокинетические группы фото- и оже-электронов, испытывая упругие и неупругие столкновения с атомами вещества, образуют спектр с непрерывным распределением энергии электронов от 0 до $h\nu$. Эта совокупность электронов составляет собственно рентгеновскую фотоэмиссию. На нее накладывается эмиссия вторичных электронов, образуемых собственно рентгеновскими электронами в пределах зоны выхода истинно-вторичных электронов λ_δ . На толщинных зависимостях среднего числа \bar{n}_δ вторичных электронов, приходящихся на один собственно рентгеновский электрон, наблюдается «перелом» при толщинах пленок, соответствующих зоне выхода истинно-вторичных электронов [59, 60]. Величины λ_δ , измеренные этим способом для ряда диэлектриков, хорошо согласуются с данными, полученными с помощью описанных выше методов ВЭЭ.

Рассмотрим теперь вопрос о глубине выхода λ_r упруго отраженных электронов *). Для непосредственного определения глубины выхода упруго отраженных электронов применяются методы, при которых на металлическую мишень наносятся слои исследуемого вещества. Строя зависимости $r(L)$ при различных значениях E_p , можно так же, как это делалось выше для других групп электронов, определить толщину слоя λ_r , начиная с которой $r(E_p)$ перестает меняться [45, 46, 61 — 65].

Сведения о величине λ_r могут быть получены также из рассмотрения данных о дифракции медленных электронов [66, 67] (см. также § 2 гл. II).

*) Результаты измерений величины λ_r для различных веществ и зависимости $\lambda_r(E_p)_L$ рассмотрены в § 1 гл. II.

Глава VI

Методы исследования пространственных, временных и амплитудных распределений электронов при упругом отражении и вторичной электронной эмиссии

§ 1. Приборы для исследования дифракции медленных электронов

Физические основы метода ДМЭ подробно рассмотрены в § 2 гл. II. Здесь же будут приведены наиболее распространенные конструкции приборов, используемых для изучения ДМЭ. Так как ДМЭ очень чувствительна к малейшим загрязнениям поверхности, то аппаратура для работы этим методом обязательно должна быть сверхвысоковакуумной (давление 10^{-9} — 10^{-10} тор и меньше). В вакуумных приборах могут быть предусмотрены вспомогательные устройства, позволяющие проводить скол монокристаллов, их тщательную очистку и обезгаживание (см. подробнее § 8 гл. III).

До 1960 г. измерения методом ДМЭ проводились в основном с применением «тбковой» методики, т. е. путем регистрации дифракционных пучков с помощью подвижного цилиндра Фарадея. Конструкция прибора, использованного Фарнсвортом и сотрудниками [1] для исследования ДМЭ этим методом, показана на рис. 1. Наличие «мертвого» интервала углов (~ 10 — 15° от оси первичного пучка) является одним из основных недостатков этой конструкции. Для его устранения Спроулом [2] было предложено применить в приборе для наблюдения ДМЭ магнитное поле (рис. 2). Это дает возможность регистрировать дифракционные пучки нулевого порядка (00). Первичные электроны из электронной пушки ЭП, отклоняясь в магнитном поле на 180° , падают на поверхность образца под прямым углом. Дифракционные пучки описывают в поле круговые траектории с тем же радиусом, что и первичный пучок. Центры этих траекторий лежат на дуге ок-

ружности $ABDE$ с центром в точке O . Коллектор электронов K для регистрации дифракционной картины при всех значениях углов должен двигаться по кругу $A'B'D'E'$ с центром O' , так чтобы ось, проходящая через его вход, все время оставалась горизонтальной.

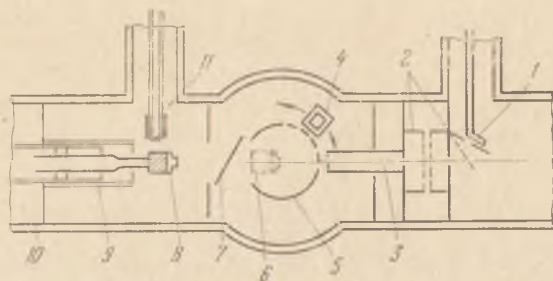


Рис. 1. Конструкция прибора для исследования ДМЭ токовым методом [1]. 1 — нить накала электронной пушки, 2 — отклоняющие, ускоряющие и фокусирующие электроды пушки, 3 — коллиматор пушки, 4 — коллектор упруго отраженных электронов, 5 — сферический «барабан», 6 — исследуемый кристалл, 7 — заслонка, 8 — кристалл в положении для очистки, 9 — стеклянный экран, 10 — обложка прибора, 11 — источник для электронной бомбардировки.

Прибор с магнитным полем ценен еще тем, что он позволяет очень точно устанавливать энергию первичного луча (по радиусу кривизны в магнитном поле), что очень важно ввиду существенного влияния контактных разностей потенциалов на де-бройлевскую длину волны электрона при малых значениях E_p .

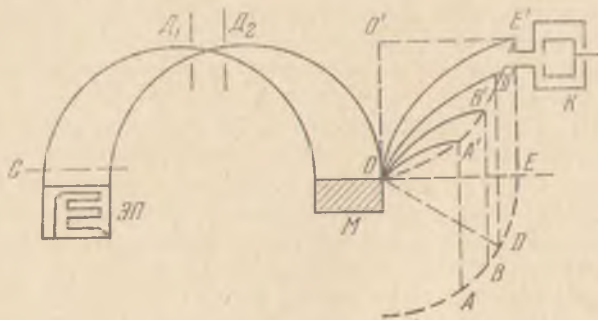


Рис. 2. Принцип работы прибора для изучения ДМЭ с отклонением пучка в магнитном поле [2]. С — ускоряющая сетка, D_1 , D_2 — диафрагмы, М — исследуемый кристалл, К — цилиндр Фарадея.

Исследования полной дифракционной картины с помощью подвижного цилиндра Фарадея весьма трудоемки. При быстром изменении состояния поверхности, например, в результате адсорбции газа, этот метод вообще не применим.

Более удобным методом является визуальное наблюдение дифракционной картины на флуоресцирующем экране. Эта методика, впервые предложенная в 1934 г. Эренбергом [3], состоит в использовании послеускорения дифракционных пучков до энергий, достаточных для возбуждения флуоресцирующего экрана. В дальнейшем этот метод был развит Шейбнером, Джермером, Хартманом [4] и др. и получил в настоящее время широкое распространение.

В [5] предложена конструкция прибора с магнитным полем, являющаяся усовершенствованным вариантом прибора Спроула [2]. Эта конструкция (рис. 3), в отличие от стандартной аппаратуры для ДМЭ, позволяет наблюдать дифрагированный пучок нулевого порядка, однако из-за отсутствия задерживающей сетки фон в этом случае больше. Кроме того, при отклонении в поперечном магнитном поле симметричная дифракционная картина несколько искажается, что может затруднить ее расшифровку.

Цилиндрическая конструкция прибора с двумя сетками, разработанная в 1960 г. Шейбнером, Джермером и Хартманом [4] для визуального наблюдения дифракционной картины, показана на рис. 4. Электроны, выпускаемые танталовым катодом 1, ускоряются до 400 эВ. Для фокусировки пучка используется магнитная катушка (не показана на рисунке). Перед попаданием на мишень 6 пучок тормозится до требуемой энергии. Ускорение дифракционных пучков до энергии в несколько килоэлектронвольт происходит в промежутке между второй сеткой и флуоресцирующим экраном 10. Длина этого промежутка 5—10 мм. Для наблюдения дифракционной картины и ее фотографирования служит зеркало 12, расположенное под углом 45° по отношению к оси прибора. Прозрачность сеток 4 составляет 75%. Между сетками прикладывается задерживающее поле, которое отфильтровывает некогерентный фон. Поверхность стеклянной колбы 9 покрывается проводящим слоем окиси олова. Это покрытие находится под одним потенциалом с мишенью и первой от мишени сеткой. Таким образом, продифрагировавшие электроны движутся в свободном от поля пространстве. Нагревание образца осуществляется бомбардировкой с использованием плоской вольфрамовой ленты 8. Температура образца контролируется термопарой 7.

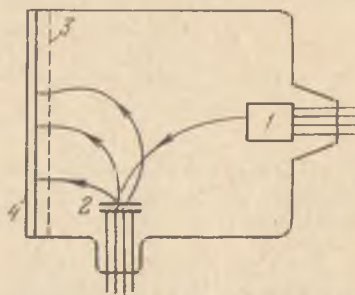


Рис. 3. Прибор с магнитным отклонением первичного и дифракционных пучков и непосредственным наблюдением дифракционной картины (включая 00-рефлекс) на флуоресцирующем экране [5]. 1 — электронная пушка, 2 — кристалл, 3 — сетка, 4 — окошко и флуоресцирующий экран.

Чтобы предотвратить загрязнение сеток и флуоресцирующего экрана при прогреве мишени, между ними с помощью магнита помещают заслонку 5. Недостатком этого прибора является большая мертвая зона, составляющая 37° .

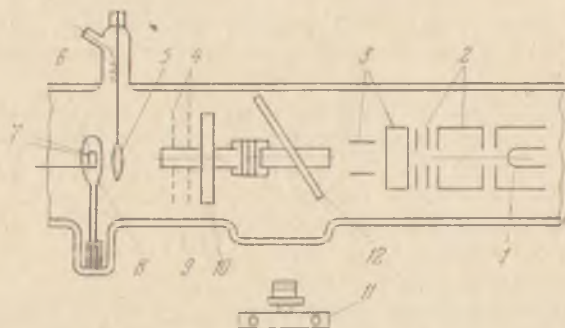


Рис. 4. Прибор для визуального наблюдения дифракционной картины [4]. 1, 2, 3 — электронная пушка с отклоняющей системой, 4 — ускоряющие сетки, 5 — заслонка, 6 — мишень, 7 — термопара, 8 — вольфрамовая лента, 9 — стеклянная колба с проводящим слоем, 10 — флуоресцирующий экран, 11 — фотоаппарат, 12 — зеркало.

В том же году Джермером и Хартманом [6] была разработана усовершенствованная конструкция прибора для ДМЭ (рис. 5) с использованием сферических сеток и такого же коллектора-экрана. Картина дифракции фотографируется с экрана через плоское окно 8 в левой части прибора.

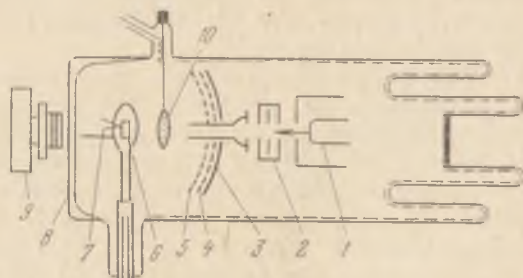


Рис. 5. Прибор со сферическими сетками для наблюдения ДМЭ [6]. 1 — нить из торированного вольфрама, 2 — электронная линза, 3 — флуоресцирующий экран, 4 — задерживающая сетка, 5 — первая сетка, 6 — кристалл, 7 — термопара, 8 — плоское окно, 9 — фотоаппарат, 10 — заслонка.

Дальнейшее усовершенствование прибора для ДМЭ состояло во введении в него Палмбергом, Джонсоном и Боллом [7] третьей сетки. Дело в том, что в приборе с двумя сетками послеускоряющее поле проникает через внешнюю сетку и ухудшает фильтрацию

некогерентного фона. Третья сетка была добавлена для экранировки промежутка с задерживающим полем от поля с высокой напряженностью. Внешняя и средняя сетки были также дополнены цилиндрическими стаканами для устранения краевых полей у экватора сферы. Таким образом, прибор для наблюдения ДМЭ превратился в полусферический пентод (рис. 6). Позднее, когда

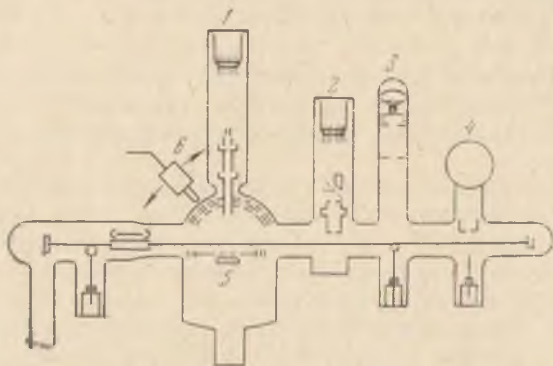


Рис. 6. Прибор с тремя полусферическими сетками для исследования ДМЭ [7—10]. 1 — основная электронная пушка, 2 — электронная пушка для измерения КРП, 3 — отрожек с молекулярной пушкой для напыления пленок, 4 — аргоновая разрядная трубка, 5 — исследуемый кристалл, 6 — ФЭУ со световодом.

такие приборы стали использоваться для регистрации оже-спектров [8, 9], была добавлена еще одна сетка — четвертая. Она служит для уменьшения емкости между коллектором и тормозящими сетками (см. § 3 гл. XI).

Вместо визуального наблюдения дифракционной картины на флуоресцирующем экране или ее фотографирования можно использовать ФЭУ со специальным светопроводом (рис. 6). В этом случае можно регистрировать интенсивность $I_{hk}(E_p)$ отдельных дифракционных рефлексов. Слегка смещая умножитель, можно следить за изменением дифракционной картины при изменении E_p [7]. Выходной сигнал с ФЭУ при этом подается на Y-вход двухкоординатного самописца, на X-вход которого поступает сигнал, пропорциональный изменению E_p . По данным [8] точность записи кривых таким способом не менее 5%.

В работе [7] исследуемый кристалл помещался на тележку, которая могла перемещаться по направляющим при помощи магнита. Магнитом кристалл мог также поворачиваться на угол до 15° относительно оси пучка первичных электронов. Приборы квазисферического типа с двумя, тремя или большим числом сеток и устройствами для автоматической записи интенсивностей дифракционных рефлексов используются и разрабатываются в

настоящее время многими авторами в СССР и за рубежом [10—12]. Для проведения опытов по ДМЭ Палмбергом [13] был предложен универсальный низкотемпературный держатель (манипулятор) образца, позволяющий охлаждать образец жидким азотом, поворачивать и перемещать его, осуществлять несколько сколов в сверхвысоком вакууме и нагревать образец до $\sim 560^\circ\text{C}$. Подобные манипуляторы и охлаждающие устройства были предложены также и в других работах [14—16].

§ 2. Приборы для исследования пространственного распределения истинно-вторичных и неупруго отраженных электронов

Приборы, применяемые для исследования распределения эмитированных электронов по углам вылета θ , должны удовлетворять основному требованию — направление вылета электрона из мишени не должно быть изменено электрическими или магнитными полями внутри прибора. Электрическое поле не будет влиять на направление движения медленных электронов, если оно равно нулю (т. е. электрон движется в дрейфовом пространстве), либо если поле является сферическим, а источником электронов служит геометрический центр сферы. Поскольку создание сферического поля непосредственно у поверхности мишени связано с затруднениями, рациональным является применение комбинации дрейфового пространства вокруг мишени со сферическим полем в пространстве анализатора.

Нежелательные электрические поля могут появиться в приборе за счет КРП между отдельными электродами или участками электродов (поля пятен), зарядки диэлектрических поверхностей (стекла, изоляторов) попадающими на них электронами, объемного заряда, возникающего в дрейфовом пространстве при ВЭЭ. Магнитные поля внутри прибора создаются прежде всего полем Земли и деталями прибора, изготовленными из магнитных материалов. Наличие паразитных полей искажает распределение электронов по углам вылета. Особенно это относится к медленным электронам. Поэтому при конструировании приборов необходимо добиться ликвидации или компенсации паразитных электрических и магнитных полей.

Весьма существенны эти предосторожности для монокристаллических мишеней, так как в этом случае кривая распределения электронов по углам вылета имеет тонкую структуру, связанную с анизотропией свойств кристалла [17, 18], которая может быть выявлена только в достаточно совершенных экспериментальных условиях.

Простейшим устройством, позволяющим получать сведения об угловом распределении вторичных электронов, является при-

бор, состоящий из источника электронов, мишени и одного или нескольких неподвижных металлических дисковых зондов, впаиваемых в сферический коллектор в плоскости, перпендикулярной к поверхности мишени, под разными углами к ней. Кушнер и Фрумкин [19] впервые применили прибор такого типа для исследования углового распределения медленных истинно-вторичных электронов. Вместо того чтобы использовать зонды, можно разделить поверхность коллекторной сферы плоскостями, параллельными поверхности мишени, на некоторое количество изолированных друг от друга поясов, каждый из которых мог бы служить коллектором электронов, вылетевших под различными углами к мишени. Прибор с секционированным коллектором был применен в работах Горного [20].

Указанные методы обладают, однако, существенными недостатками. Вторичные и неупруго отраженные электроны, попадая на зонды и пояса, образуют третичные электроны. При этом возможно перераспределение третичных электронов между поясами, а в случае зондов — между общим коллектором и отдельными зондами. Часть третичных электронов при определенных условиях может попадать с зондов и поясов обратно на мишень. Кроме того, траектории вторичных электронов могут быть искажены за счет несферичности тормозящего электрического поля (в промежутке между плоской мишенью и сферическим коллектором) и паразитных электрических полей, возникающих вследствие зарядки поверхности стеклянного коллектора (в промежутках между поясами).

В приборе Ракова и Антонова [21] пучок первичных электронов с энергией до 50 кэВ бомбардировал мишень, окруженную сферическим анодом с узкой щелью для выпуска к коллектору части вторичных электронов, испущенных мишенью в пределах от 25 до 90° к направлению падения первичного пучка. На сферу был надет сферический колпак, который мог вращаться на шейке анода под действием силы тяжести. В колпаке имелись небольшие круглые отверстия, которые позволяли последовательно направлять на коллектор электроны из определенных участков щели. При этом все остальные участки щели оставались закрытыми. Для создания сферической симметрии тормозящего поля створка коллектора, обращенная к аноду, представляла собой участок сферической поверхности, концентричной со сферическим анодом. Коллектор имел узкую щель (равную по ширине щели в аноде), сквозь которую вторичные электроны попадали на измерительный электрод. Между сферическими поверхностями коллектора и анода могли прикладываться задерживающие разности потенциалов до 15 кВ, что позволяло изучать угловое распределение как медленных истинно-вторичных, так и быстрых неупруго отраженных электронов.

В качестве коллектора электронов наиболее целесообразно использовать цилиндр Фарадея. Мак-Клиленд [22] в 1908 г. впервые применил подвижный коллектор, выполненный в виде цилиндра Фарадея, и неподвижную мишень, жестко связанную с источником первичных электронов (β -лучей). Приборы с подвижным цилиндром Фарадея были применены Дэвиссоном и Джермером [23, 24] в их классических работах по ДМЭ.

Джонкер [25] использовал позднее устройство подобного типа для изучения углового распределения вторичных электронов. Им были приняты меры для того, чтобы свести к минимуму влияния всевозможных факторов, которые могли исказить измеряемое угловое распределение электронов. Строго радиальное поле созда-

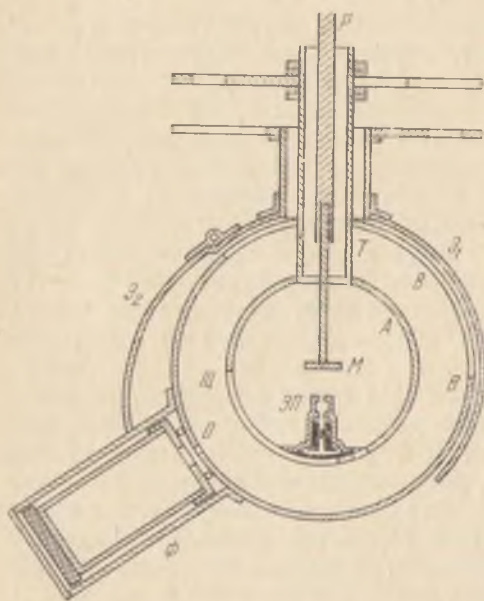


Рис. 7. Прибор Джонкера для исследования углового распределения вторичных электронов [25].

валось в приборе Джонкера (рис. 7) между двумя концентрическими металлическими сферами A и B (диаметром 50 и 80 мм соответственно). Плоская мишень M диаметром 10 мм помещалась в центре сфер. Мишень M и сфера A находились при одинаковом потенциале. Тщательно заэкранированная электронная пушка ЭП монтировалась внутри сферы A. Питание пушки также экранировалось. Таким образом, внутри сферы A было создано свободное от поля пространство. Часть вторичных электронов через узкую щель Ш, прорезанную в сфере A в плоскости мишени, проникала в пространство между сферами A и B, где создавалось радиальное задерживающее поле. За отверстием O в сфере B располагался цилиндр Фарадея Ф. Перемещение цилиндра происходило в плоскости, проходящей через щель Ш. Сфера B и коллектор Ф имели равные потенциалы. Это способствовало сведению к минимуму электронно-оптических эффектов при прохождении электронов через входную щель коллектора. Так как электрическое поле при наличии разности потенциалов между A и B лишь слегка провисает через щель Ш внутрь A, то медленные электроны,

проходя через щель III , испытывают слабое электронно-оптическое рассеяние. Для коррекции этого эффекта отверстие в коллекторе Φ сделано несколько расширяющимся в направлении рассеяния, чтобы в коллектор могли попасть все электроны, проникшие из внутренней сферы A в тормозящее поле между A и B . Трубка T , сквозь которую мишень M могла выдвигаться из сферы A для обезгаживания, из-за своей удаленности от рабочего участка сферы практически не вносила искажений в радиальное распределение поля между сферами. Сфера B и коллектор Φ во время измерений могли смещаться, так что отверстие O всегда находилось против того или иного участка щели III . В сфере B имелся вырез, сквозь который проходила трубка T . Для компенсации искажений радиального поля, вносимых вырезом, служили экраны \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 . Экран \mathcal{E}_2 , чтобы не препятствовать повороту коллектора Φ , был закреплён на шарнире. Все металлические части прибора изготовлялись из константана. Внутренние поверхности сфер и коллектора покрывались сажей. Первичный ток не превышал 10^{-6} А, а ток, измеряемый коллектором, составлял 10^{-12} А. Мишень M вместе со стержнем P могла вращаться вокруг своей оси при помощи магнита. Это позволяло производить измерения углового направления для вторичных электронов, вылетающих при любых значениях азимута.

В приборе Борисова и др. [28, 29], в отличие от прибора Джонкера, электронная пушка располагалась вне сферических коллекторов.

Бёрнс [17] применил для исследования углового распределения электронов прибор, схематический вид которого приведен на рис. 8. Вторичные электроны, эмиттированные мишенью 2, двигались в промежутке между мишенью и коллектором 3 в области, свободной от поля. Контактная разность потенциалов между сферой и подвижным коллектором сводилась к нулю напылением слоя молибдена одновременно на внутреннюю стенку сферы и на коллектор, причем обновление этого слоя производилось перед каждой серией измерений. Для устранения рассеянных электронов между отростком, где помещалась электронная пушка, и сферой были вмонтированы две диафрагмы. Мишени подвергались ионной и электронной бомбардировке в специальном отростке прибора. Измерения производились с монокристаллическими образцами при давлении не выше 10^{-9} тор. Разделение стидельных энергетических групп вторичных электронов производилось внутри подвижного коллектора 3, где на вторичные электроны действовало плоское задерживающее поле. Система подшипников обеспечивала плавный поворот подвижного коллектора по углу возвышения и азимуту в пределах 180° и давала возможность анализировать угловое распределение почти во всей этой области, за исключением малой области (около 16°) вблизи

первичного пучка. Коллектор электронов свободно провисал под действием силы тяжести, а весь прибор укреплялся на основании, которое приводилось во вращение с помощью мотора. При этом угол ϑ между нормалью к мишени и коллектором равномерно менялся в пределах $-90^\circ \leq \vartheta \leq +90^\circ$.

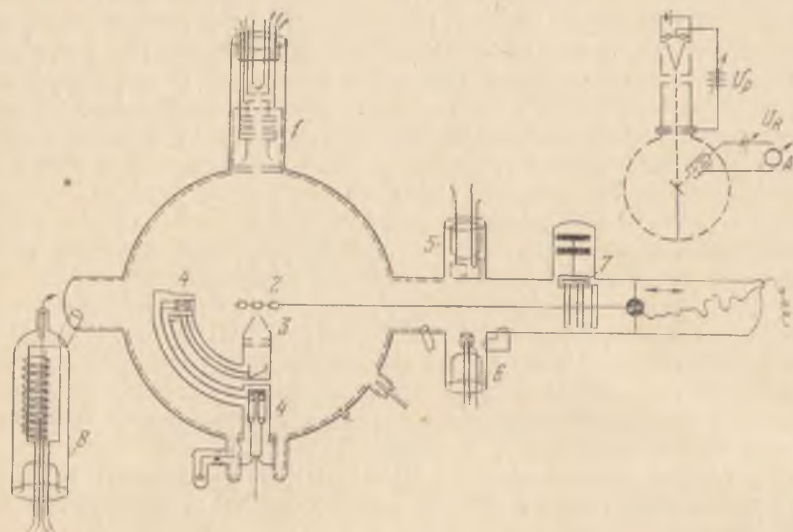


Рис. 8. Прибор Бёрнса для исследования углового распределения вторичных электронов [17]. 1 — электронная пушка, 2 — мишени, 3 — коллектор, 4 — вращающиеся контактные сочленения, 5 — ионная пушка, 6 — источник бомбардирующих электронов, 7 — фиксатор положения мишени, 8 — манометр Альперта.

С помощью механизма, приводимого в движение магнитом, мишень могла устанавливаться под различными углами φ к направлению падения первичного пучка. Мишень помещалась в центре сферической стеклянной колбы, внутренняя поверхность которой покрывалась проводящим слоем хлорида олова, а внешняя — слоем платины. Для экранировки дрейфового пространства от внешних электрических полей оба слоя заземлялись. Магнитное поле Земли с помощью катушек Гельмгольца большого диаметра (2 м) уменьшалось до величины, не превышающей 3 мЭ. По расчетам Бёрнса, электрическое поле внутри сферы не превышало нескольких милливольт на сантиметр.

Ток на цилиндр Фарадея как функция угла ϑ регистрировался автоматически по мере поворота прибора относительно коллектора. Такая запись могла производиться для каждого задерживающего потенциала, приложенного к цилиндру Фарадея, и различных комбинаций энергии E_p первичных электронов и угла их

падения ϕ на мишень. Рис. 1.10 (см. гл. I) иллюстрирует автоматически записанные кривые углового распределения истинно-вторичных электронов для монокристалла меди при $E_p = 250$ эВ. Видно, что использованная конструкция прибора и автоматическая регистрация результатов позволяют выявить наличие тонкой структуры. Измерения тонкой структуры распределения вторичных электронов по энергиям для монокристаллических мишеней проводились также в работе [18] с помощью прибора, подобного прибору Джонкера. Для выделения определенного энергетического интервала (E_s , $E_s + \Delta E_s$) вторичных электронов, для которого записывалось угловое распределение, в [18] была применена

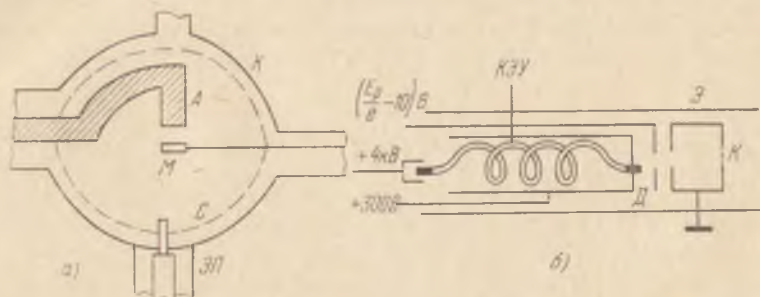


Рис. 9. Прибор Бронштейна и др. [30, 31] для исследования углового распределения квазиупруго отраженных киловольтовых электронов (а) и конструкция подвижного детектора — анализатора электронов (б).

схема электрического дифференцирования кривой задержки. Бронштейн и сотрудники [30, 31] создали прибор для анализа углового распределения квазиупруго отраженных от поликристаллических мишеней киловольтовых электронов (рис. 9). Результаты этих экспериментов с металлическими мишенями рассмотрены в § 1 гл. II.

Подвижный детектор-анализатор А располагался в пространстве, свободном от поля, между мишенью М и антидифракционной сеткой С на расстоянии 20 мм от мишени. Квазиупруго отраженные электроны селектировались с помощью потенциального барьера, создававшегося внутри анализатора между двумя диафрагмами диаметром 0,1 мм. На диафрагму Д при этом подавался задерживающий потенциал $U_R = (E_p/e - 10)$ В. Для сведения к минимуму возможности попадания в анализатор рассеянных электронов из объема прибора был применен коллиматор К с входной апертурой $\sim 2^\circ$. Так как интегральный ток i , упруго отраженных электронов (УОЭ) в телесный угол 4π при E_p порядка 1 кэВ составляет менее 1% от i_p , то для измерения дифференциальных кривых углового распределения УОЭ интенсивности $I(\theta)_\phi$ в малом телесном угле необходимо резко повысить чувствительность измерений,

Для этого был использован каналый электронный умножитель ($KЭУ$) спирального типа с коэффициентом усиления $M \sim 10^8$. Это позволило измерять потоки УОЭ с интенсивностью $10^{-15} - 10^{-17}$ А.

Для неизменности углового распределения УОЭ и экранировки рабочей части прибора от внешних электрических полей запись кривых $I(\theta)_\phi$ производилась при заземленных мишени, антидифракционной сетке, коллекторе и входном коллиматоре анализатора. Магнитное поле в месте расположения прибора компенсировалось тремя парами катушек Гельмгольца до значений $H_x, H_y, H_z < 0,01$ Э. Запись кривых $I(\theta)_\phi$ производилась автоматически на двухкоординатном самописце (см. рис. II.8). Было показано, что при $E_p > 100$ эВ угловое распределение УОЭ слабо зависит от степени компенсации лабораторного магнитного поля.

Изучению углового распределения вторичных электронов при ВЭЭ на прострел благоприятствует то обстоятельство, что измерения могут проводиться во всем диапазоне углов $-90^\circ \leq \theta \leq +90^\circ$, включая и область малых углов, недоступную для измерений при ВЭЭ на отражение. Для проведения таких измерений Бутсловым и Буткевичем [32] был сконструирован металлический вакуумный прибор со сферическим диодом. В центре металлической сферы (диаметром 80 мм) на полусферическом держателе диаметром 8 мм помещалась исследуемая пленка. В нижней части прибора располагалась электронная пушка, создававшая узкий пучок электронов с энергией до 40 кэВ. Вторичные электроны, вылетающие под определенным углом θ , пройдя сквозь щель в коллекторной сфере и отверстие в гибкой ленте, плотно облегающей щель, попадали в подвижный коллектор типа цилиндра Фарадея. Конструкция коллектора, включавшая в себя систему сеток, позволяла проводить анализ электронов по энергиям в плоском тормозящем поле. Специальное механическое устройство служило для передачи вращательного движения микрометрического винта через сильфон к коллектору. Поворот микрометрического винта на одно деление вызывал перемещение коллектора приблизительно на $7'$. Для регистрации кривых распределения вторичных электронов по углам вылета был применен самопишущий прибор, который в сочетании с балансным катодным повторителем обладал чувствительностью по току $1 \cdot 10^{-11}$ А/мм. Вращение коллектора осуществлялось автоматически с помощью асинхронного двигателя, который через понижающий редуктор был связан с микрометрическим винтом.

Кантером [33] для изучения углового распределения электронов при ВЭЭ и неупругом рассеянии электронов в опытах на прострел был использован прибор с секционированным сферическим коллектором и двумя сетками (см. рис. V.4).

Каничева и Павлова [34] одновременно исследовали угловые распределения электронов, прошедших через тонкие пленки меди и золота, и электронов, отраженных в обратную сторону при различных углах падения φ первичного пучка. Прибор представлял собою квазисферический триод с антидинаatronной сеткой. В плоскости, проходящей через ось пушки, было расположено под фиксированными углами ϑ семь цилиндров Фарадея. Каждый из цилиндров принимал электроны, рассеянные в пределах малого телесного угла $\Delta\Omega = 0,012$ ср. Величина тока на цилиндр $I(\vartheta)$, отнесенная к первичному току i_p , откладывалась вдоль направлений вылета на полярной диаграмме углового распределения НОЭ. При $\Delta\Omega = \text{const}$ отношение $I(\vartheta)/i_p \propto N(\vartheta)$ — отношению к числу электронов, рассеянных под углом ϑ в единицу телесного угла:

$$N(\vartheta) = I(\vartheta)/(i_p \Delta\Omega). \quad (1)$$

Если исследуемая мишень имеет аморфную или поликристаллическую структуру, то $I(\vartheta)$ не зависит от азимута Φ точки наблюдения. Тогда число электронов, вылетающих из мишени в пределах телесного угла, заключенного между конусами с плоскими углами при вершинах 2ϑ и $2(\vartheta + d\vartheta)$, будет равно

$$N'(\vartheta) = 2\pi \frac{I(\vartheta)}{i_p \Delta\Omega} \sin \vartheta. \quad (2)$$

Зависимость $N'(\vartheta)$ имеет вид кривой с максимумом (см. рис. II.35), положение которого при $E_p = \text{const}$ с ростом толщины пленки L смещается к большим значениям ϑ , а сам максимум становится все более размытым [35, 36]. Из кривой $N'(\vartheta)$ можно определить такие важные характеристики рассеяния, как наиболее вероятный $\bar{\vartheta}$ и средний $\bar{\vartheta}$ углы рассеяния (см. § 4 гл. II).

§ 3. Способы измерения временной дисперсии ВЭЭ

Инерционность ВЭЭ определяется временем τ_s , необходимым для освобождения вторичных электронов, т. е. промежутком времени между входом первичного и выходом вторичного электронов. Это время носит название времени задержки или времени запаздывания ВЭЭ. Точнее, следует говорить о некотором наиболее вероятном (или эффективном) времени запаздывания ВЭЭ, так как очевидно, что для каждого отдельного акта эмиссии вторичного электрона (или группы из N электронов) это время может быть различным, т. е. существует некоторый разброс $\Delta\tau_s$ по временам вылета (временная дисперсия ВЭЭ). Для упруго отраженных электронов, выходящих из первого или нескольких верхних слоев, эта задержка близка к нулю. Величину τ_s можно оценить из энергетических соображений [37, 38] как время, требующееся

для установления равновесной функции распределения внутренних вторичных («горячих») электронов по энергиям. Это время оказывается порядка 10^{-14} с. Его можно оценить также из элементарных соображений, зная эффективную глубину выхода истинно-вторичных электронов λ_δ и наиболее вероятную скорость движения внутренних вторичных электронов $v_s = \sqrt{2E_s/m}$. Эта оценка дает величину τ_s порядка $10^{-13} - 10^{-14}$ с. Время, необходимое для возбуждения внутренних вторичных электронов, вероятно, еще меньше (порядка 10^{-15} с). Так как истинно-вторичные электроны выходят с различных глубин (в пределах слоя λ_δ) и имеют определенное распределение по скоростям, то при более строгом подходе инерционность ВЭЭ необходимо характеризовать некоторой кривой распределения $P_N(t)$, т. е. зависимостью вероятности вылета P_N электронов в единичном акте от времени задержки

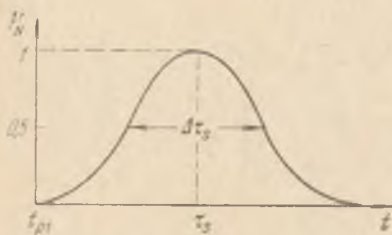


Рис. 10. Временная инерционность ВЭЭ.

$t - t_{pi}$, где t_{pi} — момент попадания на мишень i -го первичного электрона (рис. 10). Сведения об аналитическом виде кривой $P_N(t - t_{pi})$ в литературе отсутствуют.

В работе [39] предполагается, что процесс затухания ВЭЭ после момента выключения первичного пучка можно описать экспоненциальным за-

коном с некоторой постоянной времени τ_s :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp(-t/\tau_s), \quad (1)$$

где время τ_s во всяком случае не превышает (или того же порядка), что и время термализации «горячих» электронов в твердом теле ($\sim 10^{-12}$ с), ибо термализованный электрон не может выходить из эмиттера без дополнительного возбуждения, если средство к электрону $\chi > kT$. В [40] предполагается, что дисперсионная кривая ВЭЭ близка к кривой Гаусса с полушириной $\Delta\tau_s < 10^{-10}$ с.

В том случае, когда имеет место Малтер-эффект, термо- или фотостимуляция выхода вторичных электронов, может наблюдаться заметное затягивание эмиссии во времени с постоянной времени, значительно большей τ_s . Инерционность, связанная с временем пролета электронов от мишени до коллектора или с временем изменения потенциала поверхности эмиттера (см. § 6 гл. I), не имеет непосредственного отношения к инерционности самой ВЭЭ.

В одной из первых работ по определению верхнего предела времени τ_s Песьяцким [41] была сделана попытка наблюдения (с помощью фигур Лиссажу) фазового сдвига колебаний вторичного тока по отношению к колебаниям первичного. Так как изме-

рения в этой работе производились на частоте, не превышающей 25 МГц, то, естественно, что никакого сдвига фазы обнаружить не удалось. В работе [42] для оценки величины τ , изучались временные флуктуации тока вторичных электронов (см. § 4).

Инерционность ВЭЭ может быть оценена по частотным характеристикам различных электровакуумных СВЧ-приборов, работа которых основана на использовании явления вторично-электронного усиления (магнетроны, амплитроны, отражательные кистроны со вторично-электронным усилением [43], динамические электронные умножители [44] и безынерционные разрядники, использующие принцип вторично-электронного резонансного разряда (ВЭРР) [45] и др).

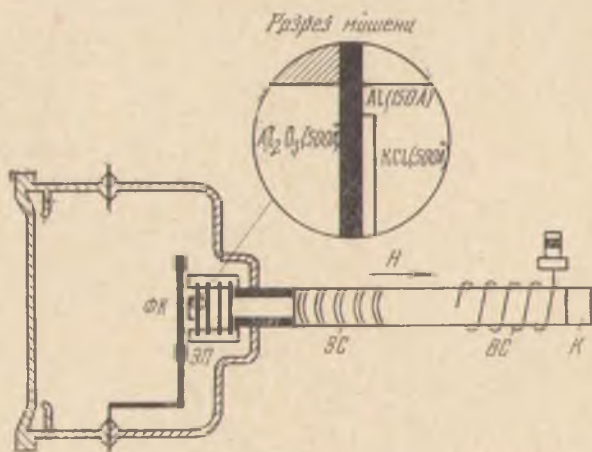


Рис. 11. Фото-ЛБВ с прострельным вторично-эмиссионным диодом [40]. ЭП — электронная пушка, ФК — фотокатод, ЗС — замедляющая спираль, ВС — виток связи для вывода СВЧ-сигнала, К — коллектор электронов.

Интересная методика с применением фото-ЛБВ и He — Ne-лазера, позволившая оценить верхний предел Δt , при ВЭЭ на прострел, была применена в работе [40]. Исследуемая мишень представляла собой пленку KCl на подложке из Al_2O_3 (500 Å) и Al (150 Å) и служила проходным диодом в электронной пушке фото-ЛБВ (СВЧ-лампа бегущей волны с фотокатодом). Схема такой трубки показана на рис. 11. Источником первичных электронов в пушке ЛБВ служил фотокатод, освещавшийся лучом He — Ne-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм). Лазер работал в режиме одновременной генерации более десяти продольных мод. Расстояние между соседними модами $\Delta f_{q, q+1} \approx 94$ МГц. Так как фотокатод является квадратичным детектором света, то в нем происходит смешивание сигналов отдельных мод. В результате фототок, попадающий из пушки фото-ЛБВ на исследуемую мишень, будет промодулирован

на частотах межмодовых биений. Режим работы фото-ЛБВ был подобран так, чтобы усиление было максимально на частоте, соответствующей $10\Delta f_{q, q+1} \approx 935$ МГц. Эта модуляция приводит к группировке (образованию сгустков) электронов. Если дисперсионное время ВЭЭ сравнимо с периодом модуляции, то наличие в фото-ЛБВ проходного динода должно приводить к некоторой разгруппировке электронов, а следовательно, к уменьшению выходного сигнала.

С помощью специального измерительного устройства, включающего в себя усилитель на ЛБВ, генератор на частоту 965 МГц,

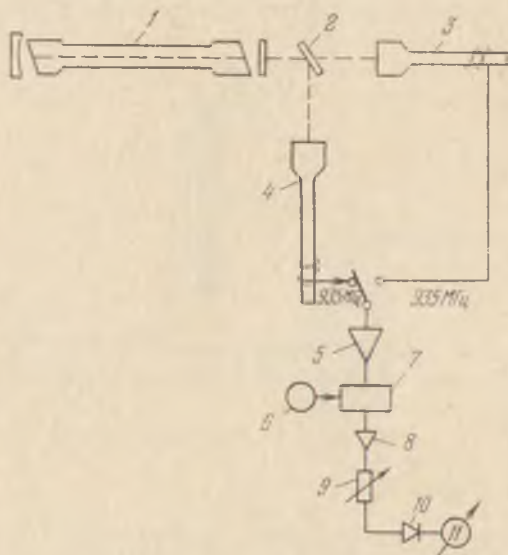


Рис. 12. Схема экспериментальной установки для исследования инерционности ВЭЭ на прострел [40]. 1 — He — Ne-лазер, 2 — полупрозрачное зеркало, 3 — фото-ЛБВ с мишенью, 4 — фото-ЛБВ без мишени, 5 — усилитель бегущей волны, 6 — генератор СВЧ-сигнала на частоте 935 МГц, 7 — кристаллический диод-смеситель, 8 — усилитель промежуточной частоты, 9 — прецизионный аттенуатор, 10 — кристаллический детектор, 11 — измерительный прибор.

кристаллический диод-смеситель, усилитель промежуточной частоты (30 МГц), прецизионный аттенуатор, кристаллический детектор и индикатор, можно было проводить очень точное сравнение уровня сигнала от двух фото-ЛБВ: одной с проходным динодом и другой — без него (рис. 12). В остальном устройство и режим работы фото-ЛБВ были совершенно одинаковы. Интенсивность света, падающего на фото-ЛБВ с проходным динодом, уменьшалась с помощью нейтрального фильтра, чтобы скомпенсировать эффект усиления динодом фототока. Интенсивность излучения лазера поддерживалась строго постоянной. Если при этих условиях

сигналы, поступающие от обеих трубок, одинаковы, то это означает, что ВЭЭ не вносит заметных искажений в частоту сигнала модуляции. Так как установка позволяла фиксировать разницу в сигналах порядка 2 дБ, то отсюда, предполагая, что кривая распределения вторичных электронов по времени вылета $P_N(t)$ имеет гауссову форму, можно вычислить соответствующую этому изменению сигнала полуширину кривой Δt_s . Эта величина по данным [40] равна примерно $2 \cdot 10^{-10}$ с. Так как не было обнаружено разгруппировки электронных сгустков в пределах указанной точности, то эту величину авторы [40] принимают за верхний предел разброса по временам вылета при ВЭЭ на прострел пленок KCl.

Прямые методы измерения наиболее вероятной временной задержки t_s и временного разброса Δt_s при ВЭЭ были предложены и опробованы в работах Гринблатта [46] и Эрнста и Форстера [47].

Наиболее совершенная система для измерения времени запаздывания ВЭЭ была разработана Эрнстом и Форстером [47] на основе метода СВЧ-часов [48].

Тонкий электронный пучок с энергией $E_p = 3000$ эВ формируется электронной пушкой (ЭП) и вводится в промежуток между двумя проволоками лехеровой линии (ЛЛ), возбуждаемой СВЧ-сигналом с частотой $f = 3000$ МГц ($T = 333$ пс). Лехерова линия используется в качестве системы, отклоняющей пучок с большой скоростью поперек тонкой вырезающей щели D (рис. 13). За один период напряжения развертки пучок дважды проходит через вырезающую щель. Время Δt_p прохождения пучка через щель составляет при этом лишь малую часть периода развертки T . Это позволяло получать импульсы первичного тока с длительностью порядка 10^{-12} с. Число электронов в импульсе регулируется путем изменения тока пучка. Сформированные таким образом первичные электронные «пачки» отклоняются на 90° в поперечном магнитном поле H , пройдя короткофокусную замедляющую систему L_1 , попадают на металлическую (платиновую) мишень M . Испущенные мишенью вторичные электроны, проходя через линзу L_1 в обратном направлении, ускоряются приблизительно до 2500 эВ и попадают в область магнитного поля H , отклоняющего их на 90° в направ-

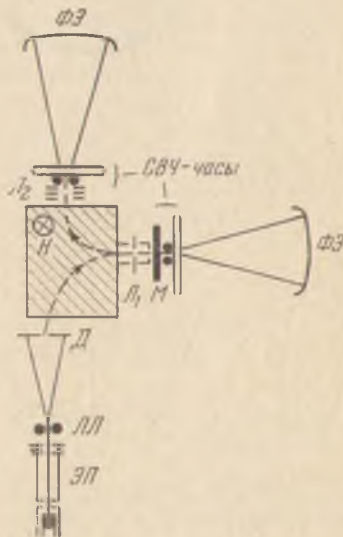


Рис. 13. Схема прибора для исследования временной дисперсии ВЭЭ [47, 48]. ФЭ—флуоресцирующий экран.

лении, противоположном отклонению пучка первичных электронов. Линза L_2 служит для фокусировки вторичного пучка. После этого производится анализ длительности импульсов вторичного тока с помощью так называемых СВЧ-часов [48]. СВЧ-часы состоят из двух взаимно перпендикулярных отклоняющих систем такого же типа, как в устройстве для формирования первичного импульса. Отклоняющая система анализатора возбуждается СВЧ-сигналом таким образом, чтобы за один

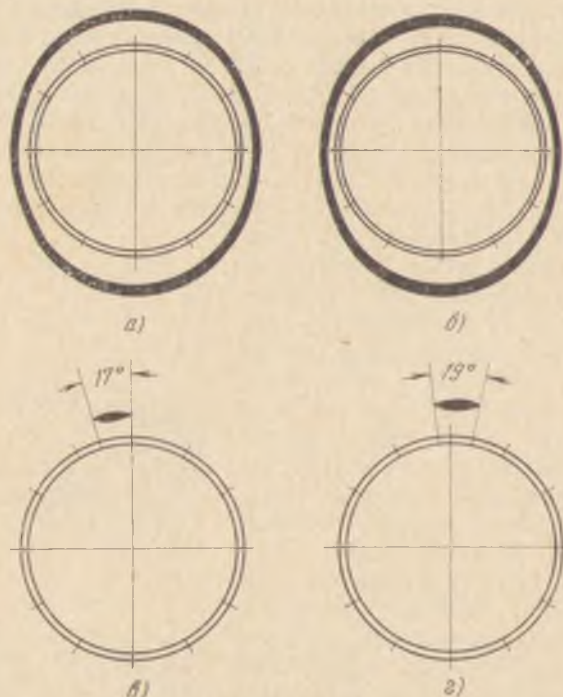


Рис. 14. Осциллограммы, иллюстрирующие принцип работы СВЧ-часов: а) развертка немодулированного первичного луча, б) то же для вторичного пучка, в) положение на временной оси и длительность импульса первичного тока, г) то же для вторичного тока [47].

период немодулированный электронный пучок описывал на флуоресцирующем экране полную окружность (рис. 14). В устройстве, примененном в работе [47], определение длительности вторичного импульса производилось путем измерения величины сегмента, соответствующего этому импульсу тока на флуоресцирующем экране (рис. 14, г). Для того чтобы определить длительность первичного импульса, идентичные СВЧ-часы располагались непосредственно за вторично-эмиссионной мишенью, которая могла убираться в сторону, пропуская первичный пучок во вторую анализирующую систему.

Измерению данным методом должна предшествовать настройка аппаратуры, состоящая в следующем. Вначале включаются «первичные» и «вторичные» СВЧ-часы и производится их попеременная регулировка до тех пор, пока на экранах не получатся следы, близкие к окружностям как для первичного, так и для вторичного пучков (рис. 14, а, б). Затем вторично-эмиссионная мишень убирается и при включенном анализаторе первичного пучка амплитуда СВЧ-сигнала, подаваемого в систему формирования первичного импульса, увеличивается до такой величины, чтобы сегмент, соответствующий этому импульсу на флуоресцирующем экране, стал достаточно малым (рис. 14, в). Изображение этого сегмента фотографируется. На последнем этапе измерения τ_s определяется длительность импульса вторичного тока. При этом на пути первичного пучка помещается мишень, и без изменения режима питания отклоняющих и фокусирующих систем производится фотографирование вторично-эмиссионного сегмента на флуоресцирующем экране (рис. 14, г). При оценке величины τ_s с помощью данного метода следует учитывать aberrации, вносимые системой и, в частности, те, которые возникают вследствие распределения вторичных электронов по начальным скоростям. Согласно измерениям Эрнста и Форстера, верхний предел времени задержки ВЭЭ τ_s для типичного чистого металла (Pt) составляет $6 \cdot 10^{-12}$ с. Вопрос о времени задержки ВЭЭ рассматривался также в работах [49, 50]. Методы измерения малых (до 10^{-14} с) интервалов времени подробно рассмотрены в [51, 52].

§ 4. Методы исследования амплитудных распределений для отдельных актов ВЭЭ («статистика» ВЭЭ)

Обычное определение коэффициента ВЭЭ σ , как среднего числа вторичных электронов, приходящихся на один первичный,

$$\sigma = i_{sm}/i_p = N_{sm}/N_p$$

(где N_{sm} и N_p — число вторичных и первичных электронов соответственно) справедливо до тех пор, пока N_p велико.

При N_p , стремящемся к единице, само понятие о коэффициенте ВЭЭ σ теряет смысл, так как число N_{sm} вторичных электронов, вылетающих из мишени под действием одного первичного с энергией E_p , превышающей некоторую пороговую энергию $E_{p \text{ пор.}}$, может принимать любое из ряда целочисленных значений: $N = 0, 1, 2, 3, \dots, E_p/E_{p \text{ пор.}}$. Распределение вероятностей P_N эмиссии N вторичных электронов в единичном акте под действием одного первичного принято называть амплитудным распределением актов ВЭЭ или «статистикой» ВЭЭ. Изучение статистики ВЭЭ, в принципе, позволяет получить больше сведений как о механизме

ВЭЭ, так и о свойствах твердого тела, чем измерения средних значений N_{sm} .

При изучении распределения вероятностей P_N вылета N электронов в единичном акте обычно сравнивают экспериментальные кривые $P(N)$, снятые при $E_p = \text{const}$, с распределением Пуассона (рис. 15):

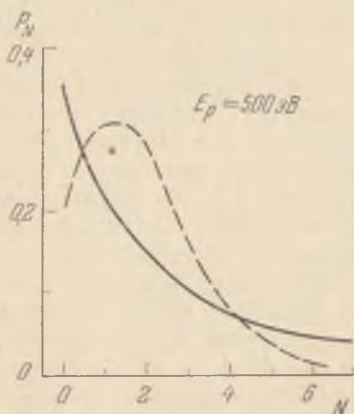


Рис. 15. Распределение Пуассона (штриховая кривая) и экспериментальная кривая $P_N(N)$, снятая методом вакуумного конденсатора [87] при $E_p = 500$ эВ.

$$P_N = \frac{\bar{N}^N \exp(-\bar{N})}{N!}, \quad (1)$$

где P_N — вероятность того, что рассматриваемая величина окажется равной одному из целых чисел $N = 0, 1, 2, \dots$, и \bar{N} — математическое ожидание этой случайной величины.

В случае распределения Пуассона дисперсия D , т. е. математическое ожидание квадрата отклонения от среднего значения, равна среднему значению:

$$\begin{aligned} D &= \sum_{N=0}^{\infty} P_N (N - \bar{N})^2 = \\ &= \sum_{N=0}^{\infty} P_N N = \bar{N}. \end{aligned} \quad (2)$$

В случае ВЭЭ выражение (1) можно переписать в виде

$$P_N = \frac{\sigma^N e^{-\sigma}}{N!}. \quad (3)$$

При этом выражение для дисперсии (2) принимает вид

$$D_s = \sum_{N=0}^{\infty} P_N (N - \sigma)^2 = \sum_{N=0}^{\infty} P_N N = \sigma. \quad (4)$$

Таким образом, коэффициент ВЭЭ σ равен математическому ожиданию величины N , т. е. моменту первого порядка распределения P_N .

Сравнение значений P_N и D_s , определенных на опыте, с вычисленными по формулам (3) и (4) позволяет выяснить вопрос: соответствует ли статистика ВЭЭ распределению Пуассона или нет.

Существует несколько методов решения этого вопроса:

- а) метод измерения флуктуаций вторичного тока [53—58];
- б) метод исследования распределения по амплитудам импульсов на выходе вторично-электронного умножителя (ВЭУ) при бомбардировке первого диода единичными электронами [59—79];

в) метод счета отдельных электронов с помощью сцинтилляционных, газоразрядных или полупроводниковых счетчиков [80 — 83];

г) метод вакуумного конденсатора Миллика [84 — 88].

Наиболее совершенными являются два последних метода. Однако они достаточно сложны и применяются сравнительно редко. Большинство ранних работ по статистике ВЭЭ выполнены первыми двумя методами.

а) Метод измерения флуктуаций вторичного тока. Этот метод, наиболее подробно разработанный в работах Циглера [53], использовался многими авторами [54 — 58]. В качестве измерительных приборов в этих работах применялись триоды, аноды которых покрывались слоем исследуемого вещества (см. § 1 гл. IV).

Для измерения флуктуаций тока ВЭЭ (мощности шума в определенной полосе частот) в [53] применялась схема с колебательным LC -контуром, настроенным на частоту ~ 150 кГц. Контур имел емкостную связь с анодом измерительного триода. Анодное напряжение подавалось от источника питания через высокочастотный дроссель. Флуктуации анодного тока возбуждали в контуре колебания, которые затем преобразовывались в колебания звуковой частоты. После линейного детектирования колебаний производилось усиление их по низкой частоте. В качестве квадратичного детектора мощности шума на выходе низкочастотного усилителя использовалась термопара, соединенная с гальванометром.

Флуктуации тока в триоде связаны с флуктуациями термотока катода (дробовой эффект) и с флуктуациями тока вторичной эмиссии с анода. Для калибровки триода обычно используют термодиод, соединенный с тем же колебательным контуром. Величина термотока через диод при этом подбирается такой, чтобы мощность дробового шума диода равнялась шумовой мощности триода с ВЭЭ.

Флуктуации термотока, не ограниченного пространственным зарядом, согласно Шоттки [89], определяются следующим соотношением:

$$\langle (I_T - i_T)^2 \rangle = \langle \Delta i_T^2 \rangle = 2ei_T\Delta f, \quad (5)$$

где e — заряд электрона, I_T — мгновенный термоток, i_T — среднее значение термотока, Δf — полоса частот контура, присоединенного к источнику эмиссии. Это соотношение получено в предположении, что каждый из термоэлектронов эмиттируется катодом независимо друг от друга.

В случае ВЭЭ в каждом элементарном акте испускается группа из N электронов с зарядом eN . Выражение (5) для такой группы вторичных электронов принимает вид

$$\langle (I_{sN} - i_{sN})^2 \rangle = \langle \Delta i_{sN}^2 \rangle = 2eNi_{sN}\Delta f, \quad (6)$$

где I_{sN} и i_{sN} — соответственно мгновенное и среднее значения вторичного тока, вносимого группами из N электронов, т. е.

$$i_{sN} = P_N N i_p, \quad (7)$$

где i_p — первичный ток.

Подставляя (7) в (6) и суммируя по всем возможным значениям N , получим выражение для квадрата флуктуаций вторичного тока:

$$\langle (I_{sm} - i_{sm})^2 \rangle = \langle \Delta i_{sm}^2 \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} \langle (I_{sN} - i_{sN})^2 \rangle = 2e i_p \Delta f \sum_{N=0}^{\infty} N^2 P_N. \quad (8)$$

Таким образом, величина флуктуаций вторичного тока, т. е. величина шума при ВЭЭ определяется моментом второго порядка распределения P_N . Величину флуктуаций тока ВЭЭ принято характеризовать величиной

$$\kappa_s = i_{tm} / i_{sm}, \quad (9)$$

где i_{tm} — ток насыщения термодиода, дающего такую же величину мощности дробового шума, что и триод с током ВЭЭ i_{sm} . Приравнявая выражения (5) и (8), получаем

$$\frac{i_{tm}}{i_p} = \sum_{N=0}^{\infty} N^2 P_N. \quad (10)$$

Таким образом, для связи измеряемых на опыте величин (σ и κ_s) с искомыми (P_N) можно написать следующие три уравнения:

$$\sum_{N=0}^{\infty} P_N = 1, \quad (11)$$

$$\sum_{N=0}^{\infty} N P_N = \sigma, \quad (12)$$

$$\sum_{N=0}^{\infty} N^2 P_N = \kappa_s \sigma. \quad (13)$$

Если $N \leq 2$, то система уравнений (11) — (13) позволяет определить вероятности P_0, P_1 и P_2 . Такая ситуация имеет место, например, при достаточно малых либо при достаточно высоких значениях E_p , т. е. когда коэффициент σ мал. Если $N > 2$, то уравнения (11) — (13) позволяют определить лишь нижний предел максимального числа вторичных электронов N , освобождаемых одним первичным.

Распределение Пуассона, как легко показать, имеет место лишь в том случае, если $\kappa_s = \sigma = 1$. По измеренной на опыте

величине разности $\kappa_s - \sigma$ можно судить об отступлении статистики ВЭЭ от пуассоновской.

Данный метод позволяет так же, как это следует из выражений (4) и (8), определить дисперсию числа вторичных электронов D_s , измерив на опыте величины σ и $\langle \Delta i_n^2 \rangle$. Определение отношения D_s/σ позволяет выяснить вопрос о соответствии или несоответствии статистики ВЭЭ распределению Пуассона. В первом случае, как было показано выше, $D_s/\sigma = 1$.

Флуктуации вторичного тока могут быть измерены не только в приборе типа триода, но и на выходе электронного умножителя [91—93]. В этом случае положение, однако, осложняется тем, что значения σ и D_s каждого из динодов могут отличаться друг от друга.

Как показано в [91], если принять, что статистика ВЭЭ — пуассоновская, то флуктуации тока $\langle \Delta i_n^2 \rangle$ на выходе n -го каскада ВЭУ в $\sigma/(\sigma - 1)$ раз больше, чем в случае, если бы каждый электрон вызывал эмиссию ровно σ вторичных электронов. Если, как это сделано в [92], предположить, что дисперсия ВЭЭ $D_s \neq \sigma$, а отличается от σ на некоторый множитель b , то величина флуктуации тока на выходе n -го каскада ВЭУ

$$\langle \Delta i_n^2 \rangle \approx 2e\Delta f i_n \left(1 + \frac{b}{\sigma - 1}\right) \sigma^n, \quad (14)$$

где i_n — средний ток на выходе n -го каскада ВЭУ. По данным работы [93] коэффициент $b \approx 1,5$. При малых значениях E_p величина b близка к единице [92, 94, 95].

б) Изучение распределения по амплитудам импульсов на выходе электронного умножителя. Коэффициент усиления современных многокаскадных электронных умножителей достигает $10^6 - 10^9$. Это означает, что воздействие одиночных электронов на вход такого прибора достаточно, чтобы создать на его выходе импульсы тока заметной величины ($\leq 10^{-10}$ А). Анализируя по амплитудам импульсы на выходе ВЭУ, вызванные одиночными электронами на входе, можно получить так называемое одноэлектронное распределение (ОЭР). Это распределение может быть использовано для получения сведений о статистике ВЭЭ. Имеется ряд теоретических работ, посвященных установлению связи между статистикой ВЭЭ и ОЭР [96, 97]. В частности, в работе Яноши [97] получено выражение для распределения вероятностей $P_n^{(n)}$ выхода N_n электронов после n каскадов умножения под действием одного или нескольких электронов на входе. В этой работе показано, что при большом числе каскадов умножения и $\sigma > 1$ распределение вероятностей $P_n^{(n)}$ практически не зависит от числа каскадов. Здесь же решена и обратная задача — об определении статистики ВЭЭ по известному распределению вероятностей $P_n^{(n)}$.

В большинстве экспериментальных работ, посвященных изучению ОЭР, вопрос о статистике ВЭЭ затрагивается лишь попутно с рядом других вопросов, связанных с применением ФЭУ и ВЭУ. Для изучения ОЭР отбираются ФЭУ с малым темповым током. При комнатной температуре ток термоэмиссии с фотокатода обычно не должен превышать 10^3 электронов в секунду. При этом ошибка за счет совпадения импульсов может быть сделана меньше 1% [68].

При отборе ФЭУ следует также обратить внимание на вид зависимости скорости счета темповых импульсов от напряжения, подаваемого на умножитель. Для изучения ОЭР пригодны лишь ФЭУ, имеющие горизонтальное плато на указанной зависимости. Наличие плато указывает, что регистрируются все импульсы, вызванные термоэлектронами с фотокатода. Резкий рост скорости счета после плато (при высоких напряжениях на ФЭУ) связан с такими побочными явлениями, как автоэмиссия и газовый разряд. Исходя из этих соображений, при изучении ОЭР следует работать с небольшими разностями потенциалов между диодами. При этом напряжение между фотокатодом и первым диодом ФЭУ (или между первыми каскадами ВЭУ) обычно выбирается в 2—3 раза большим, чем на остальных каскадах. Такое распределение напряжения на каскадах улучшает условие отбора электронов с фотокатода (или первого диода). Напряжение между каскадами следует подбирать экспериментально по максимуму крутизны фронта нарастания импульса, вызываемого появлением одиночного электрона на входе. Несовершенство фокусировки электронов в умножителе приводит к искажению ОЭР, обычно проявляющемуся в завышении числа импульсов малой амплитуды.

Для получения ОЭР при исследовании ФЭУ наряду с импульсами темпового тока могут быть использованы одиночные фотоэлектроны, возникающие при освещении фотокатода слабым световым потоком. Регистрацию импульсов на выходе ФЭУ можно производить непосредственно путем их фотографирования с экрана осциллографа. Однако более удобно использовать для этой цели многоканальный амплитудный анализатор. Освещение фотокатода и запуск развертки осциллографа осуществляется с помощью импульсного источника света. При этом для получения импульсов от одиночных электронов между импульсной лампой и ФЭУ помещается необходимое количество нейтральных светофильтров, уменьшающих интенсивность светового потока до очень малой величины.

Недостаток данного метода состоит, во-первых, в том, что с его помощью можно изучать статистику ВЭЭ лишь материалов, из которых изготавливаются диоды ФЭУ. Во-вторых, использование этого метода основывается на предположении, что статистика ВЭЭ для всех диодов одинакова.

В [76, 77] предложен метод, позволяющий с помощью ВЭУ изучать статистику ВЭЭ для любого материала, а также изучать статистику других видов эмиссии, например, ионно-электронной эмиссии. Первый динод ВЭУ изготавливается из материала, который необходимо исследовать. В центре этого динода делается небольшое отверстие, за которым помещается вольфрамовый термокатод. Электроны со второго динода могут вырываться либо под действием термоэлектронов, либо вторичными электронами с первого динода. Прибор, изображенный на рис. 16, позволяет проводить исследования статистики ВЭЭ, усиленной полем [79]. Для этого проходной динод из рыхлого слоя KCl бомбардируется отдельными, случайно распределенными во времени электронами, источником которых служит термокатод K . В этом же приборе группа первичных электронов \mathcal{E} могла получаться путем бомбардировки динода-мишени M пучком ионов I . В качестве исследуемого динода был применен проходной динод $ПД$ из пористого слоя KCl (подложка A — пленка Al_2O_3 толщиной 750 \AA и B -слой Al толщиной 300 \AA). На расстоянии $0,15 \text{ мм}$ от поверхности B (слоя KCl)

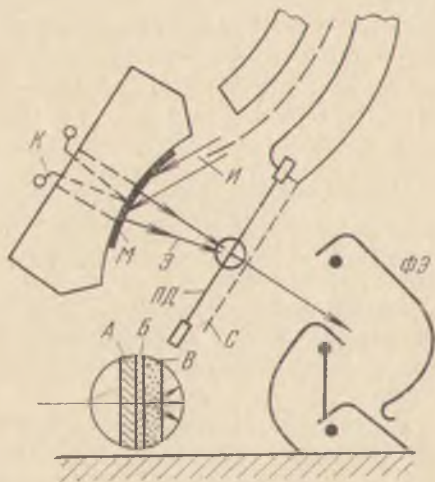


Рис. 16. Прибор для исследования статистики ВЭЭ, усиленной полем [79]. $ФЭ$ — фокусирующий электрод.

устанавливается очень редкая сетка C из параллельных проволок диаметром $0,025 \text{ мм}$. Прозрачность сетки составляет 97% . Для создания в слое KCl сильного электрического поля на сетку подается положительный относительно подложки потенциал 200 — 300 В . Пройдя сетку, вторичные электроны ускоряются и фокусируются на первый каскад обычного ВЭУ, который обеспечивает достаточное усиление пачки из N вторичных электронов для последующего анализа по амплитудам в многоканальном анализаторе. Для определения вероятностей P_N этим методом необходимо провести две серии измерений. Во-первых, измеряется распределение по амплитудам импульсов на выходе ВЭУ от отдельных электронов, испускаемых вольфрамовой нитью. Это дает возможность определить распределение вероятностей $P_{N_n}^{(1)}$ образования на выходе ВЭУ импульса, соответствующего N_n электронам, под воздействием единичных электронов. Вероятность $P_{N_n}^{(2)}$ опреде-

ляется из распределения по амплитудам суммы импульсов, созданных двумя соседними во времени электронами, и так далее вплоть до определения $P_{N_n}^{(N)}$ — распределения вероятностей образования на выходе импульса, соответствующего N_n электронам, под воздействием N электронов на входе. Затем, на второй стадии эксперимента, определяется распределение вероятностей w_{N_n} возникновения на выходе ВЭУ импульса, соответствующего N_n электронам, под действием N вторичных электронов, вылетевших из исследуемой мишени. Величина w_{N_n} является, таким образом, некоторой условной вероятностью выхода из мишени в одном акте N электронов (P_N) и образования ими в процессе умножения в ВЭУ N_n электронов ($P_{N_n}^{(N)}$):

$$w_{N_n} = \sum_{N=1}^{\infty} P_N P_{N_n}^{(N)}. \quad (15)$$

Определив из опыта $P_{N_n}^{(N)}$ и w_{N_n} , можно, решая систему линейных уравнений (15), вычислить вероятности P_N . При этом, в зависимости от требуемой точности, следует оставить в (15) только некоторое конечное число членов ряда. Определение вероятности P_0 поглощения первичного электрона требует дополнительных измерений полного коэффициента усиления ВЭУ по постоянному току и тока первичных электронов, падающих на исследуемую мишень.

Достаточно надежные данные о статистике ВЭЭ могут быть получены этим методом лишь при выполнении следующих условий:

1. Скоростью счета импульсов фона можно пренебречь по сравнению со скоростью счета импульсов от отдельных электронов.
2. Электронный умножитель должен работать в режиме, далеком от насыщения.
3. Поток термоэлектронов на исследуемую мишень и поток первичных электронов с мишени на проходной динод ВЭУ должны быть настолько малы, чтобы можно было пренебречь случаями попадания двух электронов за время, соответствующее разрешающей способности радиотехнических устройств.
4. Эффективность счета вторичных электронов не должна отличаться от эффективности счета одиночных термоэлектронов.

Для выполнения последнего условия источник электронов в обоих случаях должен быть по возможности близок к точечному, а фокусирующее поле должно быть одинаково. Чтобы можно было пренебречь разницей в разбросе по начальным скоростям термо- и вторичных электронов, напряжение, ускоряющее электроны, между мишенью и проходным динодом должно выбираться достаточно большим.

в) Изучение статистики ВЭЭ с помощью счетчиков электронов. Наиболее прямым методом изучения статистики ВЭЭ в случае

использования обычных макроскопических мишеней является применение электронных счетчиков. Однако в случае ВЭЭ энергии вылетающих из мишени вторичных электронов весьма мала, и задача счета числа частиц оказывается сложнее, чем аналогичная задача счета β -частиц в ядерной физике.

Баррингтон и Андерсон [80] для измерения вероятностей эмиссии P_N вторичных электронов под действием одного первичного применили газовый (аргоновый) счетчик, работающий в режиме пропорционального счета. Счетчик состоит из двух металлических усеченных конусов с общей осью. Плоскости их усеченных вершин обращены друг к другу и находятся на расстоянии 2 мм. Внутри одного из конусов смонтирована электронная пушка, внутри другого — мишень, представляющая собой маленькую круглую пластинку, смонтированную перпендикулярно оси. В плоскости симметрии счетчика, параллельной поверхности мишени, расположен кольцевой коллектор вторичных электронов, поддерживаемый при нулевом потенциале. Остальные элементы счетчика поддерживаются под высоким отрицательным потенциалом (-950 В). Параллельно оси счетчика приложено магнитное поле напряженностью примерно 400 Э. Счетчик заполнен аргоном при давлении $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ тор.

Так как путь электронов от пушки до мишени (2 мм) значительно меньше среднего свободного пробега электронов в аргоне при указанном давлении ($\lambda_e \sim 10$ мм), то первичные электроны достигают мишени, практически не производя ионизирующих столкновений. Аксиальное магнитное поле не воздействует на первичные электроны. Большинство вторичных электронов, выходящих из мишени, имеет некоторую радиальную составляющую скорости, поэтому они будут двигаться по спиральным орбитам до тех пор, пока произойдет столкновение с атомом газа. Благодаря энергии, приобретаемой электроном в радиальном поле, многие из этих столкновений будут приводить к ионизации атомов аргона. С места такого столкновения по новым спиральным орбитам стартуют уже два электрона и т. д. Вследствие наличия магнитного поля траектории электронов в камере счетчика сильно удлиняются, и один вторичный электрон, выбитый из мишени, может создать несколько тысяч электронов, собираемых коллектором. Легко могут быть получены коэффициенты умножения $\sim (2-5) \cdot 10^3$. Шум на выходе электронной схемы эквивалентен импульсу от 200 собранных коллектором электронов (отношение сигнал/шум ~ 10). Импульсы фотографировались с экрана осциллографа на пленку, движущуюся со скоростью от пяти до двадцати кадров в секунду в зависимости от температуры накала нити пушки или самой мишени. Нагрев мишени производился при проведении контрольных опытов, которые состояли в снятии амплитудного распределения импульсов, создаваемых термоэлектронами, испус-

каемыми мишенью. Слабый дрейф условий работы счетчика вызывал заметные изменения коэффициента умножения за периоды времени величиною порядка получаса, однако, как указывают авторы, за две минуты — время, необходимое для экспозиции одного рулона пленки, — этим эффектом можно было пренебречь. По результатам обработки пленок строились гистограммы распределения импульсов по амплитудам. Амплитуды импульсов эмиссии вторичных электронов группировались около высот, соответствующих испусканию $N = 1, 2, 3, 4, \dots$ электронов, в то время как термоэмиссия давала только одиночный ($N = 1$) низкий пик. Счетчик не реагирует на события, при которых вторичных электронов не образуется ($N_0 = 0$). Поэтому вероятность P_0 , а также абсолютные значения всех остальных вероятностей P_N могут быть определены лишь с помощью уравнений (11) и (12), если известен коэффициент ВЭЭ σ .

Основным недостатком рассматриваемого метода является то обстоятельство, что при газовом усилении на статистику ВЭЭ накладывается статистика газового разряда, в результате чего разрешающая способность метода существенно снижается. Кроме того, следует иметь в виду, что положительные ионы, на которые магнитное поле практически не оказывает влияния, попадая на стенки камеры и мишень, находящиеся под высоким отрицательным потенциалом, могут вызывать эмиссию вторичных электронов, которые образуют ложные импульсы на выходе схемы. В то же время вторичные электроны, испущенные мишенью точно в направлении первичного пучка с полной первичной энергией (т. е. упруго отраженные электроны), могут снова войти в пушку и быть потеряны. Авторы [80] указывают, однако, что из-за малости выходной апертуры пушки вероятность обратного попадания вторичного электрона на пушку в их приборе весьма мала.

В работе [81] для изучения статистики ВЭЭ был применен метод сцинтилляционного счетчика с предварительным ускорением вторичных электронов. Обоснование методики, использованной в [81], дано в работе Коллата и Симона [82]. Ранее аналогичная методика применялась для изучения ионно-электронной эмиссии.

Схема устройства, использованного в работе [81], показана на рис. 17. Электроны, испущенные нитью 1, проходят через диафрагмы 2 и 3 и падают на исследуемую мишень 4, которая может нагреваться с помощью подогревателя 5. Разность потенциалов между катодом пушки и мишенью, определяющая энергию первичных электронов, могла изменяться от 100 до 600 В. Выбитые из мишени вторичные электроны ускорялись до энергии в 40 кэВ и фокусировались на вход сцинтилляционного счетчика 7. Так как начальная энергия вторичных электронов \bar{E} , мала по

сравнению с энергией, которую они приобретают в ускоряющем поле, то амплитуда импульса на выходе счетчика будет пропорциональна лишь числу N электронов в группе, созданной одним первичным электроном. Повышение напряжения сверх 40 кВ может улучшить разрешающую способность устройства и повысить вероятность регистрации электронов, но одновременно с этим появляется заметная автоэмиссия, увеличивающая фон. Геометрия устройства была выбрана с помощью моделирования в электролитической ванне с таким расчетом, чтобы обеспечить собирание всех вторичных электронов на вход счетчика. Дополнительная

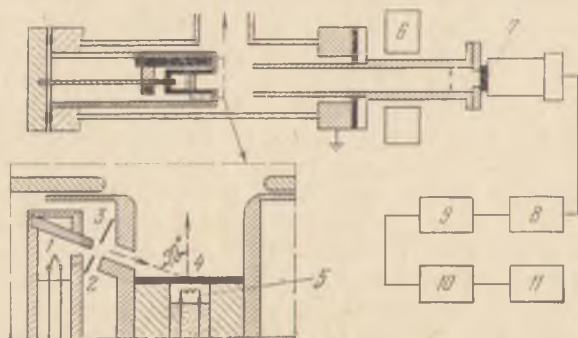


Рис. 17. Схема устройства для изучения статистики ВЭЭ с помощью сцинтилляционного счетчика [81].

фокусировка вторичных электронов осуществлялась с помощью магнитной линзы 6. От счетчика 7 через катодный повторитель 8 и усилитель 9 импульсы подавались на четырехсотканальный амплитудный анализатор 10. Блок 11 служил для регистрации получаемого на опыте распределения импульсов по амплитудам. Прибор испытывался путем снятия распределения по амплитудам импульсов от термоэлектронов, отраженных от мишени. При этом катод 1, диафрагмы 2 и 3 и мишень 4 поддерживались при одном и том же потенциале. Так как разрешающая способность прибора была недостаточной для полного разрешения пиков, соответствующих выходу в единичном акте различного числа N вторичных электронов, то опытные статистические данные обрабатывались с помощью электронной вычислительной машины. Вероятность поглощения электронов P_0 определялась экстраполяцией кривой распределения вероятностей P_N .

Для счета числа электронов и измерения их энергии особенно удобны монокристаллы антрацена [100, 101]. Они имеют наиболее высокий выход среди органических сцинтилляторов. Спектр эмиссии антрацена лежит вблизи 4000 \AA , а период высвечивания составляет 36 нс. Наряду с антраценом применяются и

кристаллы трансстильбена. Они имеют меньший световой выход, зато период высвечивания для них равен 6 нс. При использовании органических кристаллов, например, антрацена, для счета электронов можно быть уверенным, что пропорциональность между световым выходом и энергией, приносимой электронами в кристалл, имеет место для энергий, превышающих 20 кэВ [100]. При меньших энергиях кривая зависимости амплитуд выходных импульсов от энергии электронов перестает быть линейной [102 — 104]. Вероятность регистрации быстрых электронов с энергиями выше 50 кэВ на кристаллах антрацена и NaI(Tl) близка к 100%.

Вилкок [83] в качестве счетчика вторичных электронов при изучении статистики ВЭЭ на прострел применил кремниевый поверхностно-барьерный детектор [106—108]. Вторичные электроны, ускоренные до энергии около 40 кэВ, фокусируются соленоидом на детектор, имеющий диаметр около 3 мм. Электрон с этой энергией создает в счетчике в среднем 10^4 электронно-дырочных пар. Свободные носители тока в счетчике разделяются полем $p-n$ -перехода и создают на выходе детектора импульс, пропорциональный числу созданных пар. Этот метод дает значительно лучшее разрешение, чем метод сцинтилляционного счетчика.

г) Вакуумный конденсатор Милликена. Все рассмотренные выше методы изучения статистики ВЭЭ обладают одним основным недостатком: опытные данные отражают не только статистику ВЭЭ, но и статистический характер других сопутствующих процессов (термоэмиссия, ионизация атомов газа, катодOLUMИНЕСЦЕНЦИЯ, электронно-возбужденная проводимость полупроводников).

Метод изучения статистики ВЭЭ, позволяющий свести к минимуму число последовательных статистических процессов, накладывающихся на изучаемый, был предложен Бакал и Добрецовым [84]. Этот метод состоит в изучении элементарных актов перезарядки под действием единичных электронов частицы размером в несколько микрон, взвешенной в электрическом поле квазиплоского вакуумного конденсатора.

Конденсатор представляет собой две горизонтально расположенные пластины диаметром 52 мм. Расстояние между пластинами $d = 6,2$ мм. Для удержания частицы на осевой линии конденсатора нижняя пластина имеет коническое углубление, создающее небольшую горизонтальную составляющую электрического поля, направленную к центру пластин. Частица исследуемого вещества вводится в конденсатор через отверстие в нижней обкладке при помощи электростатического инжектора частиц — сосуда с порошком, над которым расположен электрод с отверстием. Через отверстие в верхней обкладке в конденсатор попадает пучок первичных электронов, создаваемый электронной пушкой.

В отличие от опытов Милликена [109] и Иоффе [110], которые проводились в воздухе при атмосферном давлении, опыты по изу-

чению статистики ВЭЭ необходимо проводить в высоком вакууме, т. е. при отсутствии сил трения. Это обстоятельство приводит к тому, что при введении частицы в конденсатор она имеет значительную скорость. Изменение заряда микроскопической частицы при попадании на нее первичного электрона также приводит к заметному изменению скорости за столь короткий промежуток времени, что уравновесить частицу путем ручного подбора разности потенциалов между обкладками конденсатора не представляется возможным.

Захватить и длительное время удерживать частицу в равновесном состоянии между обкладками конденсатора можно лишь с помощью специальной электронно-оптической схемы автоматического регулирования (рис. 18). Сигнал, зависящий от вертикальной координаты частицы в конденсаторе, получается путем освещения частицы интенсивным пучком света. Рассеянный частицей свет собирается оптической системой с полутеневым фильтром на ФЭУ (датчик D). Величина светового потока, попадающего на ФЭУ, зависит от вертикального положения частицы в конденсаторе. С выхода ФЭУ сигнал, пропорциональный смещению частицы, подается на блок предварительного усилителя и корректирующие цепи (БПУ и КЦ), с выхода которых напряжение поступает на вход высоковольтного усилителя ВУ и измерительное устройство. В качестве последнего может быть использован самопишущий потенциометр СП или шлейфный осциллограф. С высоковольтного усилителя ВУ напряжение подается на пластины конденсатора Милликаена КМ, чем достигается замыкание цепи обратной связи схемы автоматического регулирования.

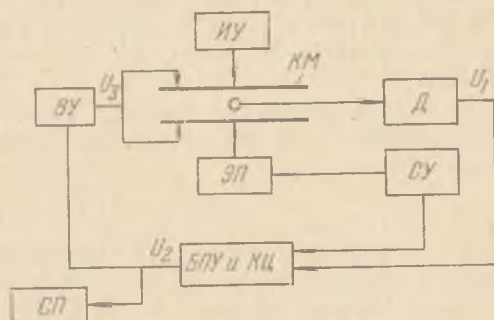


Рис. 18. Блок-схема автоматического удержания частицы в вакуумном конденсаторе. ИУ — инжектирующее устройство.

Для поддержания определенной энергии электронов, бомбардирующих частицы, «подвешенные» в центре вакуумного конденсатора, облучение электронами производится в момент снятия электрического напряжения с конденсатора. Управление электронной пушкой ЭП и высоковольтным усилителем ВУ по специальной программе осуществляет схема управления СУ (рис. 18). Электронная пушка, запертая при наличии напряжения на конденсаторе, отпирается при его снятии. С этой целью с блока СУ

на блок корректирующих целей $KЦ$ периодически подаются импульсы длительностью 2 мс с частотой следования 20 имп/с.

При «подвешивании» частицы в вакуумном конденсаторе в состоянии равновесия должно выполняться условие

$$qE = Mg, \quad (16)$$

где q — заряд частицы, M — масса частицы, E — напряженность электрического поля в конденсаторе, g — ускорение силы тяжести. В случае плоского конденсатора имеем

$$q = Mgd/U_K, \quad (17)$$

где U_K — напряжение на конденсаторе, d — расстояние между обкладками.

Установка допускает работу с частицами, имеющими массу от $1,5 \cdot 10^{-9}$ до $9 \cdot 10^{-9}$ г и удельный заряд q/M от 30 до 75 ед. СГСЭ \cdot г $^{-1}$. Во взвешенном состоянии схема может удерживать частицу более 12 часов.

При попадании на частицу одного первичного электрона, вызывающего эмиссию вторичных электронов, заряд частиц изменится на

$$\Delta q_N = e(N - 1), \quad (18)$$

где e — заряд электрона. Для удержания частиц в состоянии равновесия разность потенциалов между обкладками конденсатора при этом должна измениться на величину

$$\Delta U_{KN} = \frac{e(N - 1) U_{K1} U_{K2}}{Mgd}, \quad (19)$$

где U_{K1} и U_{K2} — напряжение на конденсаторе, соответствующее уравниванию частицы до и после попадания первичного электрона.

Таким образом, облучение частицы потоком электронов малой интенсивности приводит к скачкообразным изменениям напряжения на конденсаторе. Автоматически записанная кривая зависимости от времени напряжения на конденсаторе имеет вид ступенчатой линии.

Измеряя величину ступеньки ΔU_{KN} , можно определить

$$N = \frac{Mgd}{e} \frac{\Delta U_{KN}}{U_{K1} U_{K2}} + 1. \quad (20)$$

При $\Delta U_{KN} \ll U_K$ можно считать, что $U_{K1} \approx U_{K2} \approx U_K$, т. е.

$$N \approx A \Delta U_{KN} / U_K^2 + 1, \quad (21)$$

где $A = Mgd/e$ — постоянная величина для данного конденсатора и данной взвешенной частицы.

Прилипание электронов ($N = 0$) приводит к уменьшению напряжения на конденсаторе ($\Delta U_k < 0$), а выбивание ($N > 0$) — к его увеличению. При $N = 1$ напряжение на конденсаторе остается неизменным, т. е. метод вакуумного конденсатора не позволяет непосредственно регистрировать случаи, когда один первичный электрон приводит к испусканию частицей одного вторичного электрона (P_1). В то же время метод вакуумного конденсатора, в отличие от других методов измерения статистики ВЭЭ, дает возможность непосредственно регистрировать случаи поглощения первичного электрона ($N = 0$). Величину $P_1(N = 1)$ можно при использовании данного метода определять путем интерполяции кривой $P_N(N)$.

Так как высота h_s ступеньки на кривой при заданном напряжении на конденсаторе кратна минимальной высоте ступеньки h_1 , соответствующей изменению заряда частицы на один элементарный заряд, то это позволяет без знания A подсчитывать число ступенек N_s , соответствующих изменению q на $s = N - 1$ электронных зарядов (рис. 19). Используя полученные на опыте значения N_s , можно определить значения вероятностей P_N даже в том случае, когда вероятность попадания на частицу в течение разрешающего времени регистрирующей схемы двух и более электронов не исчезающе мала по сравнению с вероятностью попадания одного электрона [86]. К сожалению, метод вакуумного конденсатора не лишен недостатков. К ним относятся: 1) изменение вероятности выбивания вторичного электрона, связанное с неопределенностью угла φ падения первичного электрона на поверхность частицы, 2) невозможность измерения величины P_1 , 3) ограниченность выбора материала частички в связи с тем, что разработанная в [85—88] схема может «захватывать» частицы лишь с удельным зарядом q/M , лежащим в пределах от 30 до 75 ед. СГСЭ·г⁻¹, 4) невозможность обезгаживания частичек и недостаточно совершенные вакуумные условия.

Результаты измерений статистического распределения вероятностей выхода различного числа электронов из никеля при $E_p = 0,5$ кэВ показаны на рис. 15 (сплошная кривая). Видно, что

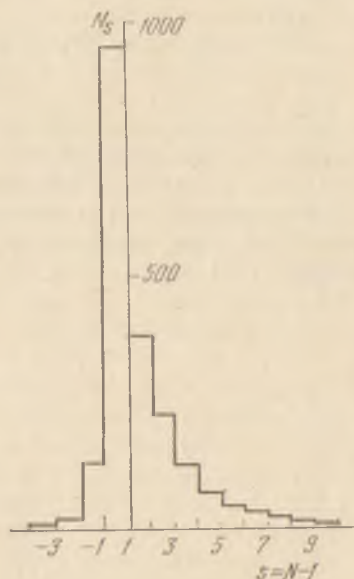


Рис. 19. Гистограмма, характеризующая изменение заряда частицы в вакуумном конденсаторе на $s = N - 1$ электронов.

соответствие между пуассоновским распределением и экспериментальной кривой $P(N)$ отсутствует. В [87] такое соответствие наблюдалось лишь при $E_p < 0,15$ кэВ. В этой же работе дано качественное объяснение увеличения с ростом E_p несоответствия между экспериментальными кривыми $P(N)$ и кривыми, вычисленными по формуле (3). Предполагается, что при ВЭЭ вероятность выхода N вторичных электронов следует описывать не формулой (3), а сложным распределением Пуассона

$$P(N) = \int_0^{\sigma_{km}} w_k \frac{\sigma_k^N \exp(-\sigma_k)}{N!} d\sigma_k, \quad (22)$$

где σ_k — средний коэффициент ВЭЭ для k -й группы внутренних вторичных электронов, w_k — вероятность того, что величина σ_k заключена между σ_k и $\sigma_k + d\sigma_k$. Величина $\sigma_{km} \leq E_p/E_{\text{пор}}$, растущая с увеличением E_p , представляет собой максимальное число внутренних вторичных электронов, которое может возникнуть в k -й группе.

Для распределения (22) можно записать

$$D = \sigma + D_k, \quad (23)$$

где σ — среднее значение σ_k , D_k — дисперсия σ_k . С ростом E_p предельные значения σ_k возрастают, т. е. увеличивается и D_k . При этом величина D/σ уже не будет оставаться постоянной и равной единице, как в случае распределения Пуассона, а будет возрастать, что качественно согласуется с результатами эксперимента [87].

Глава VII

Методы исследования вторичной электронной эмиссии диэлектриков

§ 1. Явления, мешающие изучению ВЭЭ диэлектриков

Из рассмотрения описанных в § 1 гл. I явлений, возникающих при бомбардировке твердого тела электронами, следует, что наличие одних из этих явлений может препятствовать изучению других. Так, исследованию УОЭ и НОЭ, ДМЭ, ВЭЭ, ХПЭ могут мешать такие вторичные эффекты, как зарядка мишени и изменение ее химического состава или кристаллической структуры под действием электронной бомбардировки.

В случае, когда отвод заряженных частиц от мишени затруднен, поверхность мишени заряжается до потенциала, величина которого в стационарном случае зависит от сопротивления и емкости цепи мишени и от условий ухода и прихода электронов, т. е. от энергии первичных электронов и потенциалов электродов, окружающих мишень (см. § 6 гл. I).

Диэлектрики и полупроводниковые соединения при бомбардировке электронами могут изменять свой состав или структуру в результате диссоциации молекул вещества, образования F -центров и других радиационных дефектов. Обнаруженные в ряде работ [1, 2] временные изменения вторично-эмиссионных свойств связываются с разложением соединений при бомбардировке. Падение коэффициента σ объясняется при этом выделением металлической компоненты. Это может иметь место, поскольку энергия первичного электрона обычно значительно превышает энергию связи химических соединений. Возможно также изменение структуры приповерхностных слоев эмиттера под действием электронной бомбардировки. Наличие указанных явлений приводит к тому, что значения измеряемых величин начинают зависеть от продолжительности опыта [1 — 5]. Поэтому в зависимости от степени изменения состояния поверхности поверхности эмиттера и его объема можно получить различные результаты.

В соответствии со сказанным возможны три способа изучения взаимодействия электронов с диэлектриками: а) мишень практически не подвергается воздействию электронного пучка, б) мишень находится в состоянии, установившемся в результате продолжительной электронной бомбардировки, и в) мишень находится в промежуточном состоянии между случаями а) и б).

Если для практических применений часто более существенны случаи б) и в), то с физической точки зрения наиболее интересен случай а), когда объект находится во вполне определенном физическом состоянии.

§ 2. Методы измерения коэффициентов ВЭЭ диэлектриков в стационарном режиме

Первые работы по изучению ВЭЭ неметаллических мишеней были выполнены при помощи методов, ранее применявшихся для металлов. Данные, полученные в этих работах, давали искаженное представление о явлении, поскольку побочные эффекты, кратко рассмотренные в предыдущем параграфе, играли преобладающую роль.

Начиная с 30-х годов появляется ряд методов исследования ВЭЭ диэлектриков, в которых делаются попытки либо учесть зарядку поверхности, либо свести ее влияние к минимуму.

Если сопротивление мишени R_t не слишком велико и имеет место заметный ток проводимости $i_{гст} = i_s - i_p$, то при бомбардировке мишени электронами устанавливается некоторое стационарное зарядовое состояние поверхности, которое определяется ее потенциалом относительно подложки: $U_{гст} = R_t i_{гст} = R_t (i_s - i_p)$. Метод расчета потенциала поверхности в этом случае был предложен Яснопольским [6].

Если потенциал коллектора U_c обеспечивает уход на коллектор всех эмиттированных вторичных электронов, то ускоряющее первичные электроны напряжение с учетом падения напряжения на слое диэлектрика равно

$$U_p = U_{p0} + R_t (i_{sm} - i_p), \quad (1)$$

где U_{p0} — разность потенциалов между катодом душки и подложкой мишени. Так как $\sigma(U_p) = i_{sm}/i_p$, то

$$U_p = U_{p0} + R_t i_p [\sigma(U_p) - 1], \quad (2)$$

откуда

$$\sigma(U_p) = \frac{U_p - U_{p0}}{R_t i_p} + 1 = y(U_p), \quad (3)$$

т. е. σ является линейной функцией энергии электронов, поступающих на мишень. С другой стороны, зависимость σ от энергии

первичных электронов U_p задается эмпирической кривой $\sigma(U_p)$. Для того чтобы найти значения U_p , необходимо графически решить уравнение (3), сопоставив на одном графике две функции: $y(U_p)$ и $\sigma(U_p)$. Точка пересечения этих функций определит значение U_p (рис. 1). Таким образом, для определения U_p необходимо знать R_t мишени, U_{p0} , i_p и кривую $\sigma(U_p)$.

Как видно из (3), в случае достаточно толстого слоя диэлектрика (при $R_t \rightarrow \infty$) $\sigma(U_p) \rightarrow 1$. При этом ток сквозь диэлектрик отсутствует ($i_{\text{гет}} = i_t = i_s - i_p \rightarrow 0$), т. е. $i_s \rightarrow i_p$. В другом предельном случае, когда $R_t \rightarrow 0$ (металлы, полупроводники, тонкие диэлектрические пленки), из (2) следует, что $U_p \rightarrow U_{p0}$.

Рассмотрим теперь способы уменьшения влияния зарядки поверхности диэлектрика на измерение коэффициента ВЭЭ σ .

а) Метод тонких слоев [1, 7 — 11]. Метод заключается в том, что на металлическую подложку наносится весьма тонкий слой исследуемого диэлектрического вещества. При этом предполагается, что падение напряжения на слое вещества пренебрежимо мало. Этот метод не может быть применен ко всем неметаллическим веществам по следующим причинам: 1) при данной практически измеримой наименьшей силе первичного тока может оказаться, что сопротивление мишени настолько велико, что необходимо пользоваться весьма тонкими слоями; 2) применение весьма тонких слоев вещества может привести к аномальной вторичной эмиссии (эффект Малтера, ВЭЭ, усиленная полем) или к влиянию металлической подложки на величину эмиссии.

Таким образом, сам по себе этот метод не является достаточно надежным и может применяться в сравнительно узком интервале толщин исследуемых веществ. Однако в сочетании с другими методами применение тонких мишеней может оказаться полезным.

б) Метод слабых токов [9 — 11]. Для всякой неметаллической мишени в принципе можно подобрать настолько малое значение первичного тока i_p , попадающего на мишень, что величина потенциала поверхности мишени не успеет заметно измениться за время опыта, и изменения химического состава и структуры мишени будут незначительны. Однако на практике во многих случаях при облучении мишени электронами для исключения вторичных эффектов потребовались бы настолько малые значения i_p , что измерения оказались бы практически невозможными. Поэтому применение малых токов в стационарном режиме в большинстве случаев недостаточно для получения достоверных характеристик

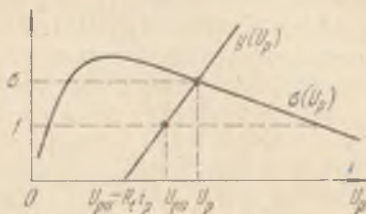


Рис. 1. Метод графического определения истинного значения ускоряющей разности потенциалов U_p при зарядке диэлектрической мишени [6].

ВЭД диэлектриков. Этот метод может, однако, успешно применяться, если он сочетается с использованием очень малых времен проведения измерений (т. е. в случае перехода к нестационарному режиму облучения) (см. § 3).

в) **Тепловой метод** [13]. Поперечное сопротивление диэлектрика можно снизить путем его нагрева. Если не наступает теплового разрушения и не происходит заметного испарения диэлектрика, то при нагревании изолятор превращается в полупроводник, так как с повышением температуры электропроводность резко возрастает. Это использовано в тепловом методе, предложенном Вудинским и применявшемся в ряде работ [14 — 18]. Мишень нагревается до такой температуры, при которой ее сопротивление становится меньше сопротивления измерительной цепи. В этом случае зарядка поверхности диэлектрика не играет роли, поскольку проводимость мишени достаточно велика. Критерием того, что изменение σ с температурой обязано изменению проводимости диэлектрика, может служить зависимость σ от интенсивности первичного тока. Эта зависимость должна наблюдаться при низких температурах, уменьшаться с увеличением температуры и отсутствовать при высоких значениях проводимости.

Тепловой метод имеет некоторые ограничения, так как с изменением проводимости диэлектрика могут меняться и другие его физические характеристики.

Температура для данного вещества должна быть меньше температуры, при которой происходит тепловое разрушение мишени (диссоциация, испарение) или начинается заметная термоэмиссия. Вместе с тем невозможны измерения зависимости коэффициента ВЭД от температуры в широком интервале температур. Поскольку у многих неметаллических веществ σ зависит от температуры, то для того чтобы с помощью теплового метода судить о ВЭД, надо иметь данные о температурной зависимости коэффициента σ .

Несмотря на эти ограничения, тепловой метод нашел широкое применение и часто используется в комбинации с импульсными методами в случаях, когда не требуется измерять температурную зависимость σ в широком диапазоне температур.

г) **Метод окрашивания и инфракрасной подсветки.** Другие возможные методы повышения концентрации электронов в зоне проводимости более сложны. Так, Гейер [3] окрашивал кристаллы NaCl электронной бомбардировкой и затем облучал их инфракрасным светом, который переводил электроны с F - и др. центров в зону проводимости. Этот метод, однако, не достаточно корректен, так как измеряемые величины σ характеризуют ВЭД окрашенного кристалла, которая отличается от ВЭД неокрашенного образца. Инфракрасная подсветка поверхности заряженных диэлектриков (например, лучом лазера) с целью уменьшения по-

верхностного или объемного зарядов представляет интерес и в настоящее время.

Описанные выше статические методы не удовлетворяли требованиям физических и прикладных исследований ВЭЭ неметаллических веществ. Поэтому на смену им пришли более сложные методы, развитие которых привело к возможности получения достоверной информации о вторично-эмиссионных свойствах диэлектриков.

§ 3. Методы измерения коэффициентов ВЭЭ в нестационарном режиме

а) Метод Космана [19]. Впервые метод измерения коэффициента ВЭЭ диэлектрика в нестационарном режиме был предложен Косманом в 1937 г. Емкостной ток, протекающий в начальный момент процесса зарядки в цепи мишени, равен разности токов вторичных и первичных электронов: $i_t = i_{sm} - i_p$. Эта величина по определению равна

$$C_t \frac{dU_t}{dt} = i_{sm} - i_p = i_p(\sigma - 1), \quad (1)$$

где C_t — емкость мишени под пучком, U_t — потенциал поверхности мишени. Измерение производной по времени от потенциала поверхности диэлектрика дает возможность определить σ , если предварительно измерены C_t и i_p . Однако на опыте измерение σ этим методом в приборе типа плоского тетрода, использованном в [19], оказалось нелегкой задачей. В частности, при зарядке мишени менялась ширина попадающего на мишень пучка (а, следовательно, емкость C_t), изменялась также сила первичного тока i_p вследствие провисания поля коллектора вторичных электронов в область катода. Это привело к необходимости снимать вспомогательные кривые и пользоваться пересчетами, что резко снизило точность измерения σ .

б) Метод Вудынского [20]. Для определения σ можно использовать то обстоятельство, что при наличии условий отбора вторичного тока на коллектор в первый момент времени после включения пучка, пока поверхность диэлектрика еще не успела зарядиться, ток вторичных электронов будет равен полному току i_{sm} . В стационарном состоянии ток $i_{sm} = i_p$. Таким образом, отношение тока на коллектор в начальный момент зарядки к току на коллектор в конце ее равно коэффициенту σ . После разрядки поверхности диэлектрика (нагреванием или подачей на металлическую подкладку диэлектрика положительного относительно коллектора потенциала при непрерывном падении первичных электронов) можно измерять σ при любой другой энергии первичных электронов.

Описанные динамические методы не свободны от ряда недостатков. Для того чтобы избежать их, следует стремиться к уменьшению времени облучения мишени электронами.

в) **Метод телевизионной развертки.** Кноллем и др. [21 — 23] был предложен метод качественного наблюдения картины ВЭД диэлектриков.

Напесенный на металлическую подложку диэлектрик бомбардировался двумя пучками: одним неподвижным, вторым развернутым в малоформатный телевизионный растр (рис. 2). Ток,

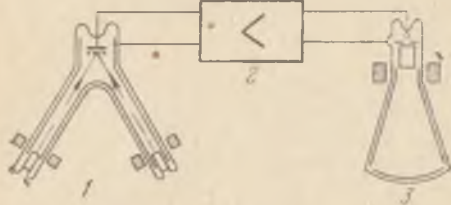


Рис. 2. Метод получения изображения вторично-эмитирующей поверхности с помощью телевизионной развертки [21—23]. 1 — измерительный прибор с двумя электронными пучками и мишенью, 2 — усилитель, 3 — кинескоп или осциллографическая трубка.

протекающий в цепи подложки, через усилитель подавался на модулятор пушки электроно-лучевой трубки, луч которой был синхронизован с подвижным лучом прибора (метод яркостной модуляции). Получаемая на экране картина яркостных градаций отражает эффективный коэффициент ВЭД различных точек мишени, причем месту попадания на ми-

шень второго (неподвижного) луча соответствовало темное пятно, причиной появления которого в общем случае могло быть как изменение зарядки поверхности диэлектрика, так и изменение состава мишени (в случае длительной и интенсивной бомбардировки).

Телевизионное изображение диэлектрической мишени может представлять не только картину распределения коэффициента вторичной эмиссии по поверхности мишени, но и картину распределения сопротивлений, емкостей и зарядов по мишени. Для того чтобы избежать этого, необходимо выбирать достаточно тонкий слой диэлектрика и подбирать такой режим работы, чтобы внутреннее сопротивление вакуумного промежутка для тока пучка во много раз превосходило сопротивление мишени.

Метод телевизионной развертки может быть также использован и для количественных измерений, если усиленный сигнал подавать на вертикальные отклоняющие пластины осциллографа (метод амплитудной модуляции) (см. § 6 гл. XI). Действительно, для каждого из элементов поверхности мишени с линейными размерами порядка диаметра пятна метод развертки эквивалентен методу коротких периодических импульсов с малой частотой следования (~ 25 имп/с). Если в промежутках между облучениями данного элемента каким-либо способом обеспечено условие полной релаксации поверхностного заряда (применение тонких образцов, повышенная температура мишени, вспомогательное облучение),

то, определив в отдельном измерении ток луча i_p , можно по амплитуде импульса разностного тока $i_{sm} - i_p$ на экране осциллографа измерять коэффициент σ .

г) Методы, использующие разрядку мишени медленными электронами. В приборах, построенных на этом принципе, происходит перезарядка исследуемой поверхности быстрыми и медленными электронами.

Роль медленных электронов заключается в разрядке поверхности до нулевого потенциала. Известно, что при достаточной продолжительности облучения медленными электронами ($\sigma < 1$) потенциал поверхности диэлектрика становится равным потенциалу источника электронов (см. § 6 гл. I). При попадании на мишень быстрых первичных электронов ($\sigma > 1$) и наличии ускоряющего поля поверхность мишени начнет заряжаться положительно. В цепи мишени потечет ток зарядки. В момент времени $t = t_0$, когда потенциал поверхности мишени превысит некоторый критический потенциал, зависящий от величины напряженности коллекторного поля, у поверхности мишени зарядный ток упадет до нуля. Таким образом, эти методы пригодны лишь для измерений σ в интервале скоростей первичных электронов, при которых коэффициент ВЭЭ превышает единицу.

В методе Немилова [24] в прибор для измерения коэффициента ВЭЭ вводится добавочный электрод — вольфрамовая нить, эмиттирующая медленные термоэлектроны. На эту нить, помещенную между коллектором и мишенью, подается переменное напряжение (50 Гц) так, чтобы электроны с нити попадали на поверхность диэлектрика лишь в течение половины периода. На управляющий электрод электронной пушки подается переменный потенциал, синхронный с напряжением между подложкой мишени и коллектором. Когда на коллектор подан положительный потенциал, пушка открыта и поверхность мишени заряжается положительно. В следующий полупериод пушка закрыта, медленные электроны с вольфрамовой нити попадают на мишень и разряжают ее приблизительно до потенциала нити.

При измерениях следует учитывать, что часть вторичных электронов попадает непосредственно на вольфрамовую нить. Поэтому необходимо либо измерять эту величину, либо сделать ее пренебрежимо малой.

В методе Салова [25] применены две пушки (рис. 3). Одна из них (ЭП1) является источником медленных электронов ($\sigma < 1$), действующим постоянно и обстреливающим всю поверхность мишени М. Пушка ЭП2 является источником быстрых электронов ($\sigma > 1$). Она обстреливает лишь небольшой центральный участок мишени. Эта пушка действует периодически, так как на управляющий электрод пушки подается напряжение с частотой 50 кГц. Схематическое представление о характере измеряемых величин

дано на рис. 4. Пусть импульсы первичного тока i_{p2} имеют прямоугольную форму (рис. 4, а). Поверхность диэлектрика через некоторое время будет иметь потенциал, колеблющийся возле некоторого среднего значения \bar{U}_t (рис. 4, б). В момент времени t_1

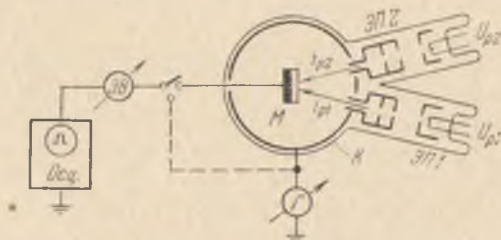


Рис. 3. Двухпучечный метод, предложенный Саловым [25] для измерения коэффициента ВЭЭ диэлектриков. К — коллектор, Г — индикатор, ЭВ — ламповый вольтметр.

под действием импульса первичного тока появляется вторичный ток, поверхность начинает заряжаться и ее потенциал стремится к потенциалу коллектора U_c . В момент времени t_2 зарядка заканчивается, и начинается разрядка током i_{p1} (потенциал мишени

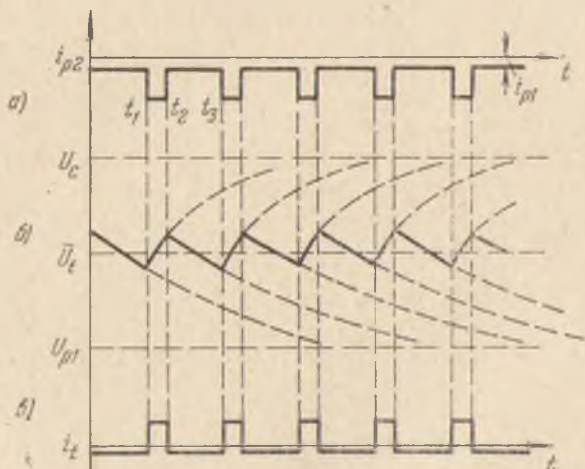


Рис. 4. Изменение потенциала поверхности диэлектрической мишени около среднего значения при двухпучечном методе определения коэффициента ВЭЭ [25].

стремится к потенциалу катода U_{p1}) вплоть до момента t_3 , когда снова начинается зарядка током $i_{p2}(\sigma - 1)$. Штриховыми линиями показан ход потенциала в случае, если бы с момента t_1 ток i_{p2} оставался постоянным (верхние кривые) или равнялся нулю (нижние кривые). Созданный токами i_{p2} и i_{p1} за время t заряд

будет равен

$$C_t U_t(t) = (\sigma - 1) \int_0^t i_{p2}(t) dt - \alpha i_{p1} t, \quad (2)$$

где αi_{p1} — часть тока i_{p1} , участвующая в разрядке. Если перезарядка невелика, т. е. изменение потенциала мишени мало по сравнению со средним значением потенциала \bar{U}_t , то α может рассматриваться как постоянная величина. Ток смещения i_t (рис. 4, в), возникающий в цепи мишени при ее перезарядке,

$$i_t(t) = C_t \frac{dU}{dt} = (\sigma - 1) i_{p2}(t) - \alpha i_{p1} \quad (3)$$

может быть измерен при помощи осциллографа. Так как второй член в (3) постоянен, то он не будет влиять на величину измеряемого сигнала. Таким образом,

$$i_t(t) = (\sigma - 1) i_{p2}(t). \quad (4)$$

Отсюда вычисляется σ , если известны величины i_{p2} и i_t .

Было предложено несколько способов разрядки поверхности мишени электронами, без введения в трубку дополнительного электрода или пушки [26 — 28]. В этих методах возможно осуществление измерений σ в большом температурном интервале, в котором проводимость исследуемого вещества непрерывно меняется от практически бесконечно большой до пренебрежимо малой величины. Роль медленных электронов в этом методе играют возвращаемые на мишень истинно-вторичные электроны, что может быть осуществлено различными способами. Например, в [28] в цепь коллектора включался импульсный генератор.

д) **Метод электронно-лучевого вольтметра.** В этом методе, предложенном Литтингом [29, 30], также используется разрядка мишени медленными вторичными электронами. Однако отпадает необходимость измерять на осциллографе токи смещения, протекающие в цепи подложки в процессе зарядки или разрядки диэлектрика. Вместо этого измеряются длительности t_1 и t_2 соответственно положительного и отрицательного импульсов напряжения, подаваемого на подложку (рис. 5). Если измерения производятся в области значений E_p , где $\sigma > 1$, то при изменении знака прямоугольных импульсов напряжения U_n , прикладываемого к подложке, будет изменяться заряд на диэлектрике. При $\sigma > 1$ можно установить такой режим облучения мишени, при котором полное изменение заряда на поверхности мишени за период изменения потенциала $T = t_1 + t_2$ равнялось бы нулю. В качестве нуль-индикатора зарядового состояния мишени можно использовать метод электронно-лучевого вольтметра (см. § 1 гл. VIII). Обозначая через t_1 время, в течение которого подложка

положительна, а через t_2 время, в течение которого она отрицательна, можно записать условие неизменности заряда мишени за период изменения потенциала:

$$i_p(\sigma - 1)t_2 = i_p t_1. \quad (5)$$

Отсюда

$$\sigma = (t_1 + t_2)/t_2. \quad (6)$$

Таким образом, для измерения коэффициента ВЭЭ этим методом необходимо так подобрать длительность импульсов напряжения U_n , подаваемых на подложку, их амплитуду и полярность, чтобы

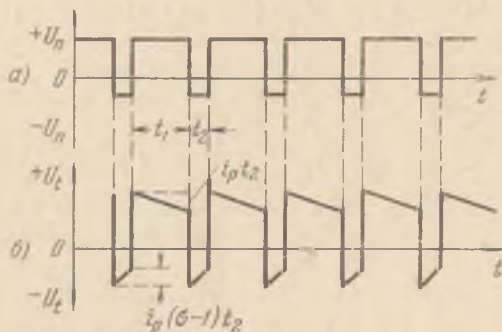


Рис. 5. Изменение потенциала подложки (а) и поверхности диэлектрической мишени (б) при измерении коэффициента ВЭЭ по методу Литтинга [29, 30].

развертка луча на флуоресцирующем экране электронно-лучевого вольтметра прошла на определенном уровне. Так как метод электронно-лучевого вольтметра основан на измерении двух промежутков времени, то, как указывает Литтинг [30], этот метод является более точным, чем методы, основанные на измерении импульсных токов, особенно при низком уровне отношения сигнал/шум (например, в области, где σ лишь слегка превышает единицу).

Одним из основных недостатков этого метода является наличие сетки, помещаемой перед мишенью при использовании электронно-лучевого вольтметра. Когда сетка отрицательна по отношению к исследуемой поверхности, то третичные электроны, выбитые с нее, будут занижать коэффициент ВЭЭ. Для предотвращения этого в [30] были использованы две сетки. Первая состояла из ряда параллельных проволок, вторая, расположенная непосредственно за первой, состояла из проволок половинного диаметра и служила антидиватронной сеткой. Напряжение между сетками не превосходило 4/5 от ускоряющего напряжения U_p . При этом количество первичных электронов, перехваченных второй сеткой, не превышало 1% от i_p .

Импульсы напряжения можно прикладывать не к подложке, а к сетке (коллектору), подобно тому, как это делалось в работах [26 — 28]. Однако при изменении потенциала сетки нет гарантии, что первичный ток будет оставаться постоянным, особенно при малых энергиях первичных электронов.

е) **Метод Хеймана и Гейера.** Хейман и Гейер [31] предложили метод, в котором разрядка поверхности происходит быстрыми электронами, с энергией eU_p , превышающей второй критический потенциал U_p^{II} .

Измерения этим методом производились следующим образом. Образец непрерывно облучался первичными электронами, скорость которых выбиралась с таким расчетом, чтобы $\sigma = 1$ ($U_p = U_p^{\text{II}}$). Кратковременно изменяя разность потенциалов между катодом и мишенью на величину $\pm \Delta U_p$, можно определить σ . Если $U_p = U_p^{\text{II}} + \Delta U_p$, то коэффициент ВЭЭ $\sigma < 1$, и поверхность образца начнет заряжаться отрицательно. При этом между диэлектриком и коллектором возникает поле, ускоряющее истинно-вторичные электроны по направлению к коллектору. Пиковое значение импульса тока i_t в цепи мишени будет соответствовать величине $i_p - i_{sm} = i_p(1 - \sigma)$. Когда отрицательный потенциал мишени достигнет величины ΔU_p , разность потенциалов катод — мишень вновь станет равной U_p^{II} и ток в цепи мишени упадет до нуля ($\sigma = 1$).

Если к катоду приложить импульс $-\Delta U_p$, то ускоряющая электроны разность потенциалов уменьшится до $U_p = U_p^{\text{II}} - \Delta U_p$ и будет соответствовать случаю $\sigma > 1$. Это приведет к положительной зарядке поверхности мишени током $i_{sm} - i_p = i_p(\sigma - 1)$, который после нарушения условия отбора вторичных электронов снова упадет до нуля. При измерениях этим методом необходимо, чтобы первичный ток i_p оставался неизменным при всех значениях ΔU_p . Величина U_p^{II} должна определяться предварительно, например, путем медленного изменения величины ΔU_p и наблюдения за трансформацией осциллограмм разностного тока.

Метод Хеймана и Гейера требует применения мощных импульсных генераторов для модуляции высокого ускоряющего напряжения $U_p \sim U_p^{\text{II}}$. От этого недостатка свободны методы, описываемые в следующих параграфах, в которых модулирующий импульс подается на управляющий электрод электронной пушки.

Принципиальным недостатком всех методов определения σ в нестационарном режиме и импульсных методов с разрядкой мишени медленными или быстрыми электронами является то обстоятельство, что эти методы учитывают лишь одно явление, мешающее измерению σ , — зарядку. Диэлектрик при использо-

вании этих методик облучается электронами в течение продолжительного времени. Это может привести к изменению состава и структуры диэлектрической мишени, а следовательно, исказить результаты измерений.

§ 4. Метод периодических импульсов

Этот метод состоит в том, что первичные электроны подаются на мишень периодически повторяющимися импульсами [33 — 37]. При этом возникает ток, который создает на измерительном сопротивлении, включенном в цепь подложки или коллектора, соответствующее падение напряжения. Этот импульс напряжения усиливается видеоусилителем и измеряется, например, при помощи осциллографа. Первичный ток обычно измеряется в цепи мишени при подаче на коллектор значительного отрицательного потенциала (см. § 3 гл. IV).

Первичный импульс должен быть сформирован с крутым передним и задним фронтами и плоской вершиной. Это осуществляется подачей на управляющий электрод пушки на время, равное длительности импульса, П-образного импульсного напряжения, которое отпирает пушку.

Схема импульсной установки для измерения коэффициента ВЭЭ σ была предложена в 1944 г. Джонсоном [33]. Подобная методика была описана позднее в работе Померанца [34] и в [35]. Продолжительность импульса обычно выбиралась равной 1—100 мкс.

Для того чтобы поверхность мишени не заряжалась заметно за время измерений, необходимо подобрать частоту следования импульсов достаточно малой. Вместе с тем желательно использовать слабые импульсные токи (обычно $i_p \leq 10^{-7}$ А).

Если мишень приобретает заметный потенциал в течение длительности импульса, то этот эффект можно непосредственно наблюдать на экране осциллографа по искажению прямоугольной формы импульсов разностного тока $i_{sm} - i_p$ (см. рис. I.35, а). Если за время одного импульса мишень заряжается незначительно, т. е. за это время не нарушается условие полного отбора вторичного тока, то за счет конечной проводимости в промежутке между импульсами поверхность мишени может снова иметь нулевой потенциал металлической подложки.

При невыполнении условия полной разрядки в промежутках между импульсами (большая частота следования импульсов, большие значения тока, малая проводимость мишени) внешним проявлением накопления заряда на поверхности мишени является постепенное уменьшение амплитуды импульсов разностного тока (см. рис. I.35, б). Это значит, что условие нормального отбора

вторичного тока, сохраняясь в течение длительности первого импульса (или нескольких импульсов), нарушается при воздействии на мишень последующих импульсов.

Первоначально метод периодических импульсов был использован при изучении ВЭЭ оксидного катода, для того чтобы отделить вторично-эмиссионный ток от постоянного тока термоэмиссии [33, 34]. При этом для измерения постоянного тока термоэмиссии в цепь мишени последовательно с входным сопротивлением усилителя включался токовый прибор.

Сопоставление результатов измерений, полученных импульсным и стационарным методами для оксидного катода, было проведено в работах [34, 36]. В первой работе результаты совпали, во второй специальными измерениями было установлено, что изменение коэффициента ВЭЭ от значения, измеряемого импульсным методом, до значения, измеряемого стационарным методом, происходит в течение 10—100 мкс после начала бомбардировки.

Методом периодических импульсов следует пользоваться при сравнительно малых токах ($i_p \leq 10^{-7}$ А), небольшой продолжительности импульса (~ 1 мкс) и малой частоте следования импульсов (30—50 имп/с), особенно в тех случаях, когда у изучаемого эмиттера отсутствует или слабо выражена зависимость σ от температуры. При таких условиях удобно сочетать метод периодических импульсов с тепловым.

Фредерикс и Кук [37] для того чтобы свести к минимуму побочные эффекты, возникающие при бомбардировке щелочно-галогидных монокристаллов электронами, использовали периодическую последовательность импульсов с малой скважностью (длительность импульсов 10 мкс, расстояние между импульсами 15 мкс) при очень малой величине первичного тока $i_p = (1-3) \cdot 10^{-13}$ А.

Так как импульсные токи с такой амплитудой не превышают шумов видеоусилителей, авторам [37, 38] пришлось проводить измерения средних токов в цепи мишени и коллектора с помощью электрометров, уровень шума которых был меньше, чем $2 \cdot 10^{-14}$ А. В качестве регистрирующих приборов на выходе электрометров были применены самописцы.

Рассмотрим вопрос о точности измерения σ путем определения амплитуд прямоугольных импульсных сигналов. При исследовании ВЭЭ диэлектриков в режиме периодических (или одиночных) импульсов последние после предварительного усиления подаются обычно на отклоняющие пластины осциллографа, на экране которого производится измерение амплитуды импульсов визуально или после их фотографирования.

Оценим погрешность визуального измерения амплитуды импульсов. Если измерения токов производятся в цепи мишени (см. § 3 гл. IV), то для вычисления коэффициента ВЭЭ используются

следующие соотношения:

$$\sigma = (y_1 - y_2)/y_1 \quad \text{при } \sigma < 1, \quad (1)$$

$$\sigma = (y_1 + ny_2)/y_1 \quad \text{при } \sigma > 1, \quad (2)$$

где y_1 — число делений на экране осциллографа, соответствующее амплитуде импульса первичного тока i_p ; y_2 — то же для разностного тока $i_{sm} - i_p$; $1/n$ — ослабление, вводимое аттенюатором усилителя ($n = R_1/R_2 = 2, 4, 8, 10$) при измерениях в случае, если $\sigma \gg 1$. В величину n может входить также отношение плеч фазовращателя усилителя ($R_a/R_k = 1$), поскольку первичный и разностный сигналы (при $\sigma > 1$) имеют разную полярность и могут сниматься соответственно с катодной R_k и анодной R_a нагрузок фазовращателя в усилителе импульсов. Следовательно,

$$n = \frac{R_1}{R_2} \frac{R_a}{R_k}. \quad (3)$$

Величина относительной ошибки $\Delta n/n$ при делении импульсного сигнала на входе основного усилителя и перемене полярности сигнала в фазовращателе усилителя в согласии с (3) составляет обычно 1 — 2%.

Из выражения (2) следует, что относительная погрешность измерения σ равна

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{[2 + n(1 + y_2/y_1)] \Delta y + y_2 \Delta n}{y_1 + ny_2}. \quad (4)$$

При $\sigma < 1$ из (1) следует

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{(3y_1 - y_2) \Delta y}{y_1(y_1 - y_2)}. \quad (5)$$

При $\sigma \rightarrow 0$ $y_2 \rightarrow y_1$ и $\Delta \sigma/\sigma$ резко возрастает.

Поскольку при использовании периодических импульсов ошибка Δy в определении абсолютной величины амплитуды импульса на экране осциллографа обычно $\sim 0,5$ мм, то при $y_{1,2} = 20 - 40$ мм относительная погрешность измерения σ равна 4 — 6%.

При снятии кривой задержки вторичного тока $i_t = i_p - i_s = = F(U_c)$ погрешность в измерении тока мишени $\Delta i_t/i_t = \Delta y/y$. Средняя величина \bar{y} составляет обычно 10 — 20 мм и измеряется в режиме периодических импульсов с точностью до 0,5 мм. Таким образом, относительная погрешность измерения разностного тока составляет 3 — 5%.

§ 5. Метод одиночных импульсов

Этот метод был предложен в 1952 г. Шульманом и Македонским [39] и затем стал широко использоваться многими исследователями [40 — 51]. Идея метода заключается в том, что побочные явления, возникающие при бомбардировке электронами неметаллических мишеней, могут быть практически исключены, если количество электронов, поступающих на эмиттер, настолько мало, что: а) поверхность мишени не успевает заметно зарядиться и б) разрушение мишени под действием электронного пучка пренебрежимо мало. Это осуществляется использованием либо одного, либо нескольких предельно коротких прямоугольных импульсов первичного тока. Таким образом, этот метод является по существу модификацией метода малых токов на основе современной импульсной техники.

На управляющий электрод пушки подается регулируемое постоянное напряжение, полностью запирающее пушку. Пушка затем отпирается импульсным генератором, включенным в цепь управляющего электрода. Величина отпирающего импульса подбирается такой, чтобы в сумме с постоянным смещением на управляющем электроде получалась разность потенциалов, соответствующая оптимальной характеристике управляющего электрода. Это обеспечивает прямоугольную форму импульса первичного тока. Ускоряющее напряжение стабилизируется с высокой точностью, что необходимо для стабильности амплитуды одиночных импульсов.

Импульсная схема, предложенная в [39], позволяла измерять коэффициент ВЭЭ тремя способами: а) обычным способом стационарного пучка электронов, б) в режиме 30 — 100 микросекундных периодических импульсов и в) в режиме одиночных импульсов той же продолжительности.

В режиме периодических и одиночных импульсов вместо гальванометра в соответствующие цепи включался набор входных сопротивлений (1 — 20 кОм). Импульсы напряжения, снимаемые с этих сопротивлений, усиливались широкополосным усилителем, а затем подавались на отклоняющие пластины осциллографа.

Импульс первичного тока измерялся при включении сопротивления в общую цепь коллектора и мишени. Импульс вторичного тока измерялся при включении сопротивления в цепь коллектора, при этом на сигнальной пластине (подложке) было отрицательное напряжение — 70 В. Такой способ измерения имел ряд преимуществ перед другими, так как при измерении вторичного тока паразитная емкость складывалась из емкостей коллектора и монтажа, в то время как при измерении разностного тока в цепи мишени $i_{ст} - i_p$ добавляется еще паразитная емкость накала мишени. Кроме того, при таком способе измерения импульсы первич-

ного и вторичного токов имеют одинаковую полярность (отрицательную по отношению к нулевому проводу схемы), что упрощает конструкцию усилителя.

Запуск развертки осциллографа производился пиком напряжения, получаемым при разрядке конденсатора. Снятие заряда с поверхности мишени в промежутке между измерениями осуществлялось прогревом мишени, путем пропускания тока непосредственно через металлическую фольгу, служившую подложкой. К началу следующего измерения мишень вновь принимала комнатную

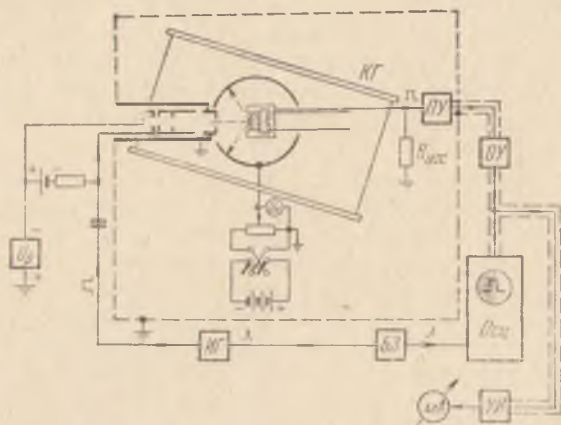


Рис. 6. Блок-схема установки для исследования вторично-эмиссионных свойств диэлектриков в импульсном режиме [41, 43]. U_p — источник ускоряющего напряжения, БЗ — генератор пусковых импульсов (блок запуска), ИГ — генератор прямоугольных импульсов, ПУ и ОУ — предварительный и основной усилители, Осц. — осциллограф со ждущей разверткой, УИ — удлинитель импульсов (интегратор), КГ — катушки Гельмгольца для компенсации магнитного поля Земли.

температуру. В дальнейшем метод одиночных импульсов несколько видоизменялся, а применяемые радиотехнические схемы были усовершенствованы [40—43]. Для уменьшения паразитной входной емкости цепь подогревателя была изолирована от подложки мишени. В этом случае все измерения можно было производить в цепи мишени, подавая на коллектор либо ускоряющее, либо задерживающее вторичные электроны напряжение (рис. 6). Продолжительность импульса первичного тока была сокращена до 2—5 мкс. Запуск генератора прямоугольных импульсов и ждущей развертки осциллографа производился от релаксационного генератора коротких импульсов с частотой следования ≥ 1 имп/с. Генератор запускающих импульсов (блок запуска) был собран на низковольтном тиратроне. Одиночный импульс в этом случае легко получить включением на короткое время, а затем отключением анодного напряжения тиратрона. Блок запуска позволяет выраба-

тивать запускающий импульс в определенной фазе сетевого напряжения. Для этого на сетку тиратрона наряду с отрицательным смещением подается небольшой (~ 6 В) синхронизирующий сигнал от сети. Такая синхронизация эффективно уменьшает наводки, обусловленные пульсацией анодного и сеточного напряжения питания, а также катодов усилительных ламп *).

Видоизменением метода одиночных импульсов является использование развертки первичного пучка по поверхности исследуемого диэлектрика за время действия импульса. Этот метод был предложен в 1955 г. Лепешинской и Клейманом [44]. Так как время пребывания пучка на данном элементе поверхности ΔS в этом

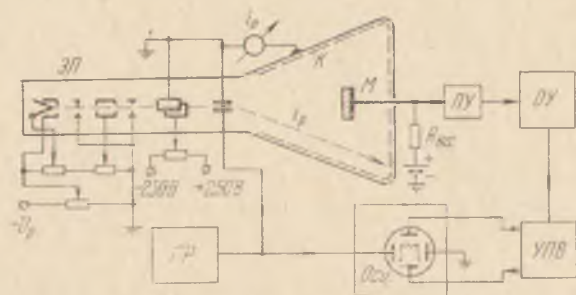


Рис. 7. Блок-схема импульсной установки с разверткой электронного луча вдоль поверхности мишени [44]. ГР — генератор развертки, ПУ и ОУ — предварительный и основной усилители, УПВ — усилитель с парафазным выходом, Осц. — осциллограф, ЭП — электронная пушка.

случае меньше длительности импульса первичного тока τ_p , вырабатываемого пушкой, то зарядка и изменение состава мишени оказываются еще меньшими, чем при обычном варианте метода одиночных импульсов. Если, например, диаметр электронного пятна равен 1 мм, а скорость развертки равна $D_t/\tau_p \approx 10^6$ см/с (D_t — диаметр мишени), то время пробегания пятном расстояния, равного его диаметру, составит 0,1 мкс. Сочетание скоростной развертки с методом одиночных импульсов позволяет работать с резкосфокусированными электронными пучками (т. е. при малых значениях емкости элемента мишени под пучком), не опасаясь возникновения искажений, связанных с зарядкой. Это дает возможность использовать электронный луч для измерения вторично-эмиссионных неоднородностей диэлектрических мишеней.

Блок-схема установки, использованной в работе [44], приведена на рис. 7. Развертка первичного пучка по мишени осуществ-

*) Схемы усилителей на электронных лампах в настоящее время следует считать устаревшими. Применение усилительных каскадов на транзисторах (например, каскадов на полевых транзисторах с отрицательной обратной связью) позволяет значительно снизить собственные шумы усилителя и обеспечить оптимальное входное сопротивление (порядка нескольких килоом).

влялась с помощью одиночных пилообразных импульсов, подававшихся от генератора развертки на отклоняющие пластины электронной пушки. Наименьшая длительность пилообразных импульсов составляла 15 мкс при частоте следования от 0,2 до 50 имп/с и амплитуде 200 — 350 В. Одновременно импульс пилообразного напряжения подавался на горизонтальные пластины осциллографа. В течение промежутка времени τ_p , соответствующего прочерчиванию пучком мишени, на входном сопротивлении $R_{вх}$ в цепи мишени возникал сигнал, пропорциональный разностному току $i_{sm} - i_p$. При движении луча по мишени этот ток оставался постоянным или менялся определенным образом в зависимости от того, был ли коэффициент $\sigma(x)$ одинаков по всей длине мишени D_t или его величина изменялась вдоль пути луча. После соответствующего усиления на экране осциллографа возникали импульсы, ординаты которых были пропорциональны $i_{sm} - i_p$, а абсциссы — положению x луча на мишени. Так как в промежутках между импульсами (т. е. большую часть измерительного времени) электронный луч попадал на коллектор, то это позволяло непрерывно контролировать величину первичного тока, измеряемого прибором, включенным между коллектором и нулевым проводом схемы.

Точность измерений при визуальном наблюдении одиночных импульсов на экране осциллографа меньше, чем в случае периодических импульсов. Это связано с тем, что точность отсчета Δy абсолютной величины амплитуды импульса y по сетке на экране осциллографа в режиме одиночных импульсов не превышает 1 мм. Величина отсчетов y_1 и y_2 при $\sigma > 1$ составляет 20 — 40 мм. Подставив эти величины в (4), получим, что относительная погрешность $\Delta\sigma/\sigma$ при измерении σ в режиме одиночных импульсов составляет $\sim 10\%$.

При $\sigma = 1$ (т. е. при $y_2 = 0$) для того, чтобы относительная погрешность в измерении σ не превышала 10%, нужно, как это следует из (5), выбирать величину $y_1 \geq 30$ мм. Следует отметить, что в настоящее время при использовании современных осциллографов с запоминающими трубками точность визуального измерения одиночных импульсов не отличается от таковой для периодических импульсов.

Ограниченная точность измерений являлась недостатком первых вариантов метода одиночных импульсов. В связи с этим различными исследователями [45 — 51] были приняты меры для повышения точности измерений.

В работе [45] разработан способ измерения, в котором визуальный отсчет амплитуд импульсов на экране осциллографа был заменен измерениями на стрелочном приборе путем использования так называемого удлинителя импульсов, представляющего собой разновидность импульсного вольтметра для измерения

коротких (2 — 5 мкс) одиночных импульсов или импульсов с малой частотой следования [52, 53]. Импульсный вольтметр с титратронным сбросом накопленного заряда для регистрации амплитуды одиночных импульсов был разработан Любиным и Македонским [46]. Относительная точность измерения токов с помощью удлинителя импульсов может быть повышена до 1 — 2% [47].

Большое достоинство метода удлинения импульсов после их усиления состоит также в том, что появляется возможность автоматизировать процесс регистрации вторично-эмиссионных характеристик *) (см. подробнее § 1 гл. XI). Применение автоматических разверток напряжения (U_p и U_c) и запись кривых $\sigma(U_p)$ и $i_s(U_c)$ на ленте самопишущего прибора или на экране электронно-лучевой трубки позволяет получать подробный и объективно воспроизводимый ход кривых, что особенно важно при исследовании их тонкой структуры [45, 47].

Поскольку при измерении коэффициента σ регистрируются две величины тока (i_{sm} и i_p), то вполне возможно сравнение этих величин компенсационным методом. Подобный метод был использован в ряде работ [48 — 51]. В [48] для определения σ использовалась схема измерений, показанная на рис. 8 (для простоты представлен вариант схемы, работающей в стационарном режиме). Если коэффициент $\sigma > 1$, то на сопротивлении R_2 возникает импульс напряжения $U_2 = R_2(i_{sm} - i_p)$, а на сопротивлении R_1 в объединенной цепи мишени и коллектора — импульс напряжения $U_1 = R_1 i_p$, причем U_2 и U_1 имеют разные знаки. Подбирая R_1 и R_2 так, чтобы суммарная разность потенциалов была равна $U = U_2 - U_1 = 0$, т. е. $R_2(i_{sm} - i_p) = R_1 i_p$, можно определить σ :

$$\sigma = i_{sm}/i_p = R_1/R_2 + 1. \quad (1)$$

Сопротивления R_1 и R_2 могут быть измерены с весьма высокой степенью точности. Основная погрешность измерения σ с помо-

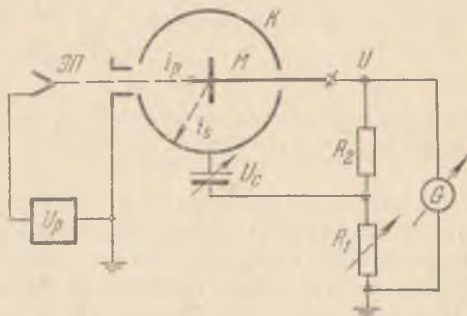


Рис. 8. Схема для измерения коэффициента ВЭЭ нулевым методом в случае $\sigma > 1$ [48].

*) При этом, однако, оказывается необходимым использовать не одиночные импульсы, а периодическую последовательность импульсов с большой скважностью.

стью данного метода определяется, таким образом, чувствительностью нуль-индикатора G импульса напряжения U . В качестве нуль-индикатора в работе [48] использовался осциллограф с широкополосным усилителем. При этом чувствительность была ограничена уровнем собственных шумов усилителя, не превышавшем несколько десятков микровольт. Использование нулевого метода отсчета позволило повысить коэффициент усиления по сравнению с обычными схемами и в то же время привело к снижению влияния нестабильностей схемы на результаты измерений (поскольку усиливаются не сами сигналы, а лишь их разность).

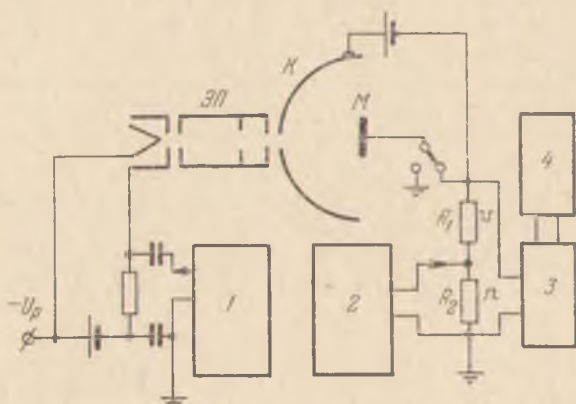


Рис. 9. Компенсационный импульсный метод измерения вторично-эмиссионных характеристик плохопроводящих эмиттеров [50].

Относительная погрешность определения σ с помощью нулевого метода измерения одиночных импульсов составляет 1 — 2%. Из формулы (1) видно, что компенсация сигнала возможна только при $\sigma > 1$. Тем самым исключена возможность измерять такие коэффициенты ВЭЭ, как η и r , а также исследовать энергетический спектр вторичных электронов $N(E_s)$.

В работе Афониной и Стучинского [50] нулевой импульсный метод [48] был усовершенствован таким образом, чтобы получить возможность проводить измерения также и в области $\sigma < 1$. Авторы использовали принцип компенсации импульса первичного (или вторичного) тока, создаваемого электронной пушкой ЭП и генератором прямоугольных импульсов 1, с помощью калиброванного по амплитуде импульса, подаваемого в измерительную цепь от специального генератора 2 (рис. 9). На входе усилителя импульсов 3 происходит суммирование сигналов измеряемого тока, протекающего через сопротивление R_1 , и сигнала противоположного знака, подаваемого на сопротивление R_2 ($R_2 \ll R_1$), от генератора калиброванных импульсов (ГКII). Величина сопро-

тивления R_2 должна быть, конечно, согласована с выходом ГКИ. Нуль-индикатором исчезновения разностного сигнала при подборе необходимой амплитуды калиброванного импульса является усилитель 3, связанный с входом осциллографа 4. Так как при таком методе можно скомпенсировать измеряемый импульс любого знака, то эта схема не имеет ограничений по диапазону измеряемых значений σ . Отсчет результатов измерений производился по шкале ГКИ. Поэтому погрешность измерений при достаточной величине электронного тока определяется погрешностью отсчета амплитуды калиброванного импульса с помощью лампового

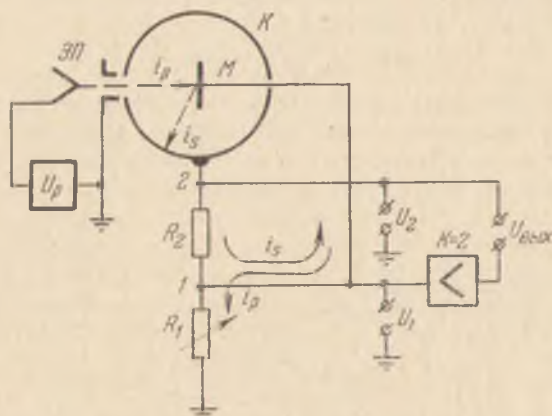


Рис. 10. Упрощенная схема измерения вторично-эмиссионных характеристик с компенсацией токов в цепи коллектора [54].

вольтметра. Применение двухканального ГКИ создает определенные удобства, так как один из каналов при этом используется для отпирания электронного луча. При оптимальной настройке и градуировке удастся снизить погрешность отсчета амплитуды импульса до 0,2 — 0,5%. Это позволяет добиться измерения σ с погрешностью, меньшей 1%. В [50] использовались импульсы с длительностью 5 — 20 мкс при частоте повторения 0,3 — 3 имп/с (или режим одиночных импульсов). Для снятия одной экспериментальной точки требуется пропустить 10 — 20 импульсов. Такой способ измерения коэффициента σ затрудняет автоматизацию процесса измерений, требуя отдельной записи как вторичного, так и первичного токов. Кроме того, возможное изменение первичного тока i_p за время измерения i_{sm} влияет на точность результатов опыта.

Для устранения указанных недостатков компенсационной схемы Морозовым и Кораблевым [54] был применен иной способ включения измерительных сопротивлений (рис. 10). В этой схеме

го импульса на модулятор электронной пушки ЭП формируется импульс первичного тока. Замыкание цепи для первичных электронов происходит через сопротивление R_1 . Введение емкости C_1 позволяет изолировать мишень M (по постоянному току) от земли (нулевого провода схемы) и через сопротивление $R_a = 1,0$ МОм подать на нее потенциал U_c , равный потенциалу анода. Поскольку потенциал анализирующего электрода (антидинаatronной сетки C) равен нулю, величина U_c соответствует разности потенциалов между коллектором K и мишенью. Величина емкости C_1 выбирается такой, чтобы постоянная $\tau_1 = R_1 C_1$ была больше длительности τ_p импульса первичного тока. Сопротивление R_a выбирается из условия $R_a \gg R_1$. Поэтому доля первичного тока, уходящего через R_a на анод, незначительна. Такая конструкция схемы позволяет использовать в качестве источников U_c и U_p один и тот же выпрямитель, что упрощает анализ вторичных электронов по энергиям.

В отличие от рассмотренной выше схемы с одним усилителем (рис. 10), в данном случае использованы два катодных повторителя 5 и 6 с коэффициентами усиления по напряжению k_2 и k_1 соответственно. Вычитание преобразованных сигналов производится в дифференциальном усилителе 7 с общей катодной нагрузкой. После вычитания сигналов имеем:

$$U_{\text{вых}} = [k_2(i_{sm}R_2 + i_p R_1) - k_1 i_p R_1] \quad (6)$$

Компенсация выходного сигнала до нуля означает, что выражение для коэффициента $\sigma = i_{sm}/i_p$ примет вид

$$\sigma = \frac{k_1 - k_2}{k_2} \frac{R_1}{R_2} \quad (7)$$

Как видно из (7), условие компенсации может быть выполнено при любом значении σ . Это достигается путем изменения отношения R_1/R_2 или величины $k^* = (k_1 - k_2)/k_2$. В частном случае $k_1 = 2k_2$ из (7) снова получим выражение (5). Таким образом, данная схема является более универсальной, позволяя легко и в широких пределах регулировать масштаб измерений. Определение величины k^* производится следующим способом: при подключении мишени к сетке (переключатель Π_1 в положении 1) через R_1 и R_2 протекает ток i_p , поэтому из формулы (6) получим

$$k^* = R_2^*/R_1^* \quad (8)$$

Значение R_1^* , при котором имеет место компенсация сигнала, будет соответствовать значению $\sigma = 1$. Таким образом, можно задать величину k^* и выбрать требуемый масштаб измерений. Путем изменения сопротивления R_2 (с помощью переключателя Π_2) можно осуществить ступенчатую регулировку масштаба. Изменение R_2 производится после переключения Π_1 в положение 2. Ключ Π_3

позволяет переходить к обычной схеме измерения токов i_s и i_p в цепи коллектора. В этом случае работает только один катодный повторитель 5, и можно использовать обычный предварительный усилитель 5', вместо дифференциального.

Компенсация разностного сигнала в этой установке производится вручную путем изменения сопротивления R_1 . Сигнал разбаланса (после усиления) поступает на вход синхроскопа, развертка которого запускается генератором прямоугольных импульсов 3. В качестве переменного измерительного сопротивления R_1 использовался специально изготовленный круговой потенциометр (сопротивление 6—10 кОм), имеющий двухступенчатый редукторный привод с измерительными шкалами для отсчета угла поворота движка потенциометра (в единицах или долях величины σ).

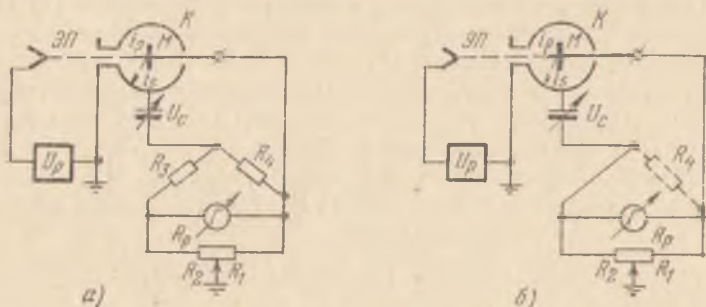


Рис. 12. Мостовые схемы для измерения коэффициентов ВЭЭ нулевым методом [49]: а) диапазон измеряемых значений $\sigma \leq 2$, б) диапазон измеряемых значений $\sigma < 1$.

Данная схема позволяет исследовать плохо проводящие материалы в режиме одиночных импульсов. Вполне очевидно, что для точной компенсации сигнала рассогласования необходимо направить на мишень несколько последовательных импульсов первичного тока. Как показывает опыт, аналогичное условие имеет место и при обычном методе измерения σ путем определения амплитуд импульсов первичного и вторичного токов (если не использована электронно-лучевая трубка с памятью). Вместе с тем метод компенсации значительно увеличивает точность измерений. Подобная схема может быть использована и в тех случаях, когда модуляции первичного тока осуществляется периодически следующими импульсами или синусоидальным сигналом [55].

В работе [49] для повышения точности при исследовании тонкой и сверхтонкой структуры зависимости σ_{hhI} от угла падения ϕ первичного пучка на монокристаллы была применена мостовая схема измерения σ_{hhI} , показанная на рис. 12, а. Измерения в [49] проводились в режиме постоянного тока, однако такая схема в принципе может работать и при модулированном первичном

пучке. Элементарные вычисления показывают, что для этой схемы при отсутствии тока в цепи нуль-индикатора G выполняется соотношение

$$\sigma = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left(1 + \frac{R_3}{R_4} \right). \quad (9)$$

Учитывая, что полное сопротивление компенсирующего потенциометра $R_p = R_1 + R_2$, имеем

$$\sigma = \frac{R_1}{R_p} \left(1 + \frac{R_3}{R_4} \right). \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что при выбранном в работе [49] соотношении сопротивлений плеч моста ($R_3 = R_4 = 50 \text{ кОм}$)

$$\sigma = 2R_1/R_p. \quad (11)$$

Из формулы (10) следует, что изменением отношения сопротивлений R_3 и R_4 можно подобрать любой желаемый диапазон измеряемых значений коэффициента σ .

При $R_3 = 0$ выражение (10) принимает вид

$$\sigma = R_1/R_p; \quad 0 \leq R_1 \leq R_p. \quad (12)$$

Такой вариант схемы приведен на рис. 12, б. Значение σ при этом определяется только отношением плеч потенциометра R_p , а сопротивление R_4 можно исключить из схемы. Таким образом, мостовая схема позволяет измерять компенсационным методом значения $\sigma \leq 1$. К недостаткам схемы следует отнести необходимость применения гальванометра (или усилителя) с изолированным от земли или симметричным входом. Кроме того, наличие четырех плеч моста приводит к увеличению постоянной времени на входе усилителя (при работе в импульсном режиме).

§ 6. Выбор режима работы установки и параметров импульсной схемы при измерении коэффициентов ВЭЭ в режиме одиночных импульсов

Эквивалентная схема диэлектрической мишени вместе с входной цепью усилителя может быть представлена так, как показано на рис. 13. Здесь R_i — сопротивление промежутка поверхность диэлектрика ($ПД$) — подложка ($П$), C_i — емкость этого же промежутка под пучком (емкость мишени M), $R_{вх}$ — входное сопротивление усилителя импульсов, $C_{вх}$ — входная емкость (паразитная емкость между сигнальной пластиной и землей плюс входная емкость усилителя). Постоянная времени входной цепи $\tau = R_{вх} C_{вх}$ обычно выбирается из условия

$$R_{вх} C_{вх} < \tau_i, \quad (1)$$

где $\tau_i = R_i C_i$ — постоянная времени диэлектрической мишени.

В этом случае через небольшое время $t \sim \tau_{\text{вх}}$ после подачи импульса разность потенциалов на сопротивлении $R_{\text{вх}}$ будет пропорциональна соответственно $i_t = i_s - i_p$ или i_p . Действительно,

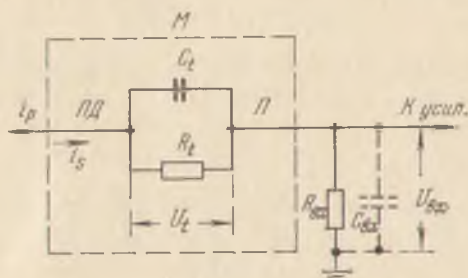


Рис. 13. Эквивалентная схема диэлектрической мишени.

при $t > \tau_{\text{вх}}$ ток i_t в цепи мишени постоянен и зависимость потенциала поверхности диэлектрика от времени имеет вид

$$U_t(t) = U_t(0) e^{-t/\tau_t} + i_t R_t (1 - e^{-t/\tau_t}). \quad (2)$$

При $t \ll \tau_t$ из (2) следует, что

$$U_t(t) \approx U_t(0) + i_t t / C_t. \quad (3)$$

Величина входного сигнала, подаваемого на усилитель, при этом остается постоянной:

$$U_{\text{вх}} = i_t R_t = \text{const.} \quad (4)$$

Если разностный ток есть функция времени, то

$$U_{\text{вх}}(t) = R_{\text{вх}} \left(\frac{U_t}{R_t} + C_t \frac{dU_t}{dt} \right), \quad (5a)$$

или

$$\frac{i_{\text{вх}}(t)}{C_t} = \frac{U_t}{R_t C_t} + \frac{dU_t}{dt}. \quad (5b)$$

При $R_t \rightarrow \infty$ из (5) получим

$$U_{\text{вх}}(t) = R_{\text{вх}} C_t \frac{dU_t}{dt}. \quad (6)$$

Потенциал поверхности диэлектрика $U_t(t)$ в любой момент времени можно найти из (6):

$$U_t(t) = \frac{1}{R_{\text{вх}} C_t} \int_0^t U_{\text{вх}}(t') dt' + U_t(0), \quad (7a)$$

или

$$U_t(t) = \frac{1}{C_t} \int_0^t i_t(t') dt' + U_t(0). \quad (76)$$

Выражение (76) можно переписать в виде

$$U_t(t) = \frac{Q_{\text{вх}}(t)}{C_t} + U_t(0), \quad (8)$$

где

$$Q_{\text{вх}}(t) = \frac{1}{R_{\text{вх}}} \int_0^t U_{\text{вх}}(t') dt' = \int_0^t i_t(t') dt'. \quad (9)$$

При конечном сопротивлении R_t из (5) получим

$$U_t(t) = U_t(0) e^{-t/\tau_t} + \frac{1}{R_{\text{вх}} C_t} \int_0^t U_{\text{вх}}(t') e^{-t'/\tau_t} dt'. \quad (10)$$

Так как зарядный ток $i_t(t) = i_s(t) - i_p$, то (9) можно переписать в виде

$$Q_{\text{вх}}(t) = \int_0^t [i_s(t') - i_p] dt' = i_p \int_0^t [\sigma_{\text{эфф}}(t') - 1] dt'. \quad (11)$$

Если отбор вторичных электронов от мишени отсутствует (это может быть достигнуто путем подачи на коллектор относительно мишени достаточно большого отрицательного потенциала), то $\sigma_{\text{эфф}} \rightarrow 0$. При этом из (11) получим

$$Q_{\text{вх}}(t) = -i_p t. \quad (12)$$

При малых t ($t \ll \tau_t = R_t C_t$), когда утечкой заряда с мишени за время τ_p действия импульса можно пренебречь, из (6), (8) и (12) получим

$$U_{\text{вх}p} = -R_{\text{вх}} i_p = \text{const}. \quad (13)$$

Если $t \leq \tau_m$ (τ_m — время сохранения условия полного отбора вторичного тока) и $U_t(t) \ll U_p$, то при отборе вторичных электронов $\sigma_{\text{эфф}}(t) \approx \sigma \approx \text{const}^*$). В этом случае напряжение на входе усилителя равно

$$U_{\text{вх}t} = R_{\text{вх}} i_p (\sigma - 1). \quad (14)$$

При $\sigma > 1$ величина $U_{\text{вх}t} > 0$, при $\sigma < 1$ величина $U_{\text{вх}t}$ совпадает по знаку с $U_{\text{вх}p}$.

*) Это условие означает, что потенциал мишени U_t слабо влияет на энергию электронов в первичном пучке и, следовательно, на коэффициент ВЭЭ σ (вторично-эмиссионные свойства объекта в течение времени обстрела t должны оставаться неизменными).

Входные сигналы $U_{вх1} \equiv U_{вхp}$ и $U_{вх2} \equiv U_{вхt}$ после линейного усиления подаются на пластины осциллографической трубки, на экране которой производится их регистрация *). Как следует из выражений (13) и (14), при измерении импульсных сигналов в цепи мишени коэффициент ВЭД диэлектрика равен

$$\sigma = \left| \frac{KU_{вхt}}{KU_{вхp}} \right| + 1 = \left| \frac{y_2}{y_1} \right| + 1, \quad (15)$$

где K — коэффициент усиления линейного видеоусилителя, y_1 и y_2 — амплитуды импульсов на экране осциллографа.

Вследствие нарушения условия полного отбора вторичного тока (см. § 6 гл. I) при $\tau_m < t < \infty$ зарядный ток i_t , протекающий в цепи «толстой» диэлектрической мишени, в случае зарядных пятен гауссовой формы при $\sigma > 1$ изменяется по следующему экспоненциальному закону [56]:

$$i_t(t) = i_{tm} \exp[-a(t/\tau_m - 1)], \quad (16)$$

где i_{tm} — амплитуда зарядного тока, a — некоторая константа.

Из (16) следует, что при $t > \tau_m$

$$\sigma_{эфф}(t) = \frac{i_{tm}}{i_p} \exp\left[-a\left(\frac{t}{\tau_m} - 1\right)\right] + 1. \quad (17)$$

При $t \gg \tau_m$ эффективный коэффициент ВЭД $\sigma_{эфф} \rightarrow 1$.

Время от начала обстрела мишени до момента τ_m нарушения условия полного отбора линейно зависит от напряженности поля $E_c \sim U_c/d$ в промежутке мишень — коллектор, от параметров заряжаемой диэлектрической мишени (σ , ε , L) и от параметров электронного пучка (i_p , $r_{эфф}$):

$$\tau_m = \tau_m(U_c, r_{эфф}, i_p, \sigma, d, L, \varepsilon), \quad (18)$$

где $r_{эфф}$ — эффективный радиус пучка в плоскости мишени, d — расстояние между поверхностью диэлектрика и коллектором, L и ε — соответственно толщина диэлектрика и его диэлектрическая проницаемость.

Точное выражение, связывающее τ_m с величинами, входящими в (18), впервые получено в работе [57] путем строгого решения уравнения Лапласа для плоского случая при заданных граничных условиях. Очевидно, что для получения не искаженных зарядкой данных о величине коэффициента ВЭД диэлектрической мишени полное время измерения, а следовательно, и длительность первичного импульса τ_p должны быть меньше τ_m . При решении ряда физических и прикладных задач, связанных с кинетикой процесса ВЭД, необходимо не только точно измерять амплитуду им-

*) Если не применяется другой метод измерения σ — компенсационный.

пульсов вторичного тока, но и получать неискаженную информацию об их форме. Это, например, требуется при исследовании особенностей кинетики ВЭЭ оксидных катодов [33, 34, 58], а также кинетики ВЭЭ, усиленной полем (см. § 6 гл. I и § 8 настоящей главы). Чтобы получать надежные данные о форме импульсов вторичного или разностного токов, кроме условия $\tau_p < \tau_m$, необходимо, во-первых, иметь импульсы первичного тока, близкие к идеальной прямоугольной форме, и, во-вторых, необходимо, чтобы входные цепи ($R_{вх}$, $C_{вх}$) и усилительный тракт не вносили искажений в форму наблюдаемых на осциллографе импульсных сигналов $U_{вх}(t)$.

Для передачи сигнала без искажений необходимо, чтобы модуль коэффициента передачи (усиления) $|K(i\omega)|$ сохранял неизменную величину для всех составляющих спектра сигнала, а аргумент являлся линейной функцией частоты. Другими словами, необходимо постоянство амплитудно-частотной и линейность фазово-частотной характеристик цепи [59]. Оценка свойств видеоканала производится обычно по полосе пропускания усилителя $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$. При этом полагают, что фазово-частотная характеристика в полосе Δf линейна. Если Δf не достаточно широка, то различные составляющие спектра входного сигнала передаются с различными коэффициентами передачи (различным усилением) и сигнал на выходе искажается. Особенно важно обращать внимание на равномерность прохождения высокочастотных составляющих сигнала, так как именно они ответственны за точность передачи фронтов импульсов или других резких перепадов сигнала. Полосу пропускания видеоканала Δf следует выбирать равной активной ширине спектра исследуемого прямоугольного импульса длительностью τ_p в соответствии с формулой

$$\Delta f = 2/\tau_p. \quad (19)$$

Верхняя граничная частота полосы f_v (фактически ширина полосы, так как $\Delta f = f_v - f_n \approx f_v$) определяется формулой

$$f_v \approx 0,4/\tau_f, \quad (20)$$

где τ_f — активная длительность фронта импульса, т. е. длительность, заключенная между уровнями 0,1 и 0,9 от амплитуды [60]. Сравнивая формулы для Δf и f_v , мы видим, что они совпадают для $\tau_f \approx 0,2\tau_p$. При $\tau_f \leq 0,2\tau_p$ обеспечивается неискаженная передача прямоугольного импульсного сигнала с длительностью τ_p . От положения нижней границы полосы f_n зависит величина «скоса» вершины импульса $\Delta U_{вх}$. Эта частота определяется формулой

$$f_n \leq \frac{\delta U_{вх м}}{2\pi\tau_p}, \quad (21)$$

где $\delta U_{вхт} = \Delta U_{вх}/U_{вх}$ — допустимая относительная величина «скоса» вершины импульса [59].

Весьма важным при импульсных измерениях ВЭЭ является выбор осциллографа. Необходимо, чтобы входное активное сопротивление и входная емкость соответствовали параметрам измерительной схемы и характеристикам сигнала. Желательно использовать осциллографы с минимальной входной емкостью. Наименьший сигнал, который может быть усилен, определяется уровнем шумов входной цепи и усилителя. Для усилителей с временем нарастания $\tau_f \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ с основную роль играют следующие источники шума: 1) тепловой шум входной цепи; 2) шум входной лампы, обусловленный флуктуациями сеточного и анодного токов за счет дробового эффекта; 3) шум, возникающий от фликкер-эффекта (низкочастотные шумы с $f \sim 100$ Гц) [61]. Шум последующих каскадов заметно не сказывается, если усиление первого каскада не очень мало.

Шумы аппаратуры, определяющие чувствительность регистрирующей системы и точность измерений для данного типа радиоаппаратуры, принципиально нельзя уменьшить ниже определенного уровня *). По этой причине достигнуть максимальной чувствительности экспериментальной установки можно лишь путем использования специальных устройств для обнаружения слабых импульсных сигналов в присутствии шумов [62]. Теоретический анализ этого вопроса [63] показывает, что оптимальное устройство для выделения информации из белого шума должно иметь полосу пропускания, совпадающую с частотным спектром выделяемого слабого сигнала. Если сигнал представляет собой прямоугольный импульс напряжения длительностью τ_p , то для выделения информации может быть применен интегратор, вход которого с помощью электронного ключа подсоединяется к источнику сигнала и шумов только на время τ_p .

Напряжение на выходе интегратора возрастает до величины, пропорциональной площади входного сигнала (т. е. заряду $Q_{вх}$). При $i_p = \text{const}$ величина выходного напряжения пропорциональна амплитуде импульса на входе. Среднеквадратичная амплитуда шумов на выходе пропорциональна $\sqrt{\tau_{кл}}$ (где $\tau_{кл}$ — длительность ключевого импульса), в то время как амплитуда сигнала на выходе при постоянной амплитуде входного импульса линейно зависит от τ_p . Вследствие этого отношение сигнал/шум на выходе схемы будет увеличиваться как $\sqrt{\tau_{кл}}$. Эти соображения легли в основу устройства, сконструированного Макаровым [64] для измерения слабых импульсных токов.

*) Использование усилительных каскадов на транзисторах позволяет примерно на порядок повысить чувствительность измерительной схемы по сравнению со схемами на лампах.

При выборе параметров импульсной схемы необходимо также принимать во внимание следующие обстоятельства.

а) Исследуемая поверхность диэлектрика не должна заряжаться до критического потенциала $U_t(\tau_m)$ (см. § 6 гл. I) в течение «мертвого времени», которое складывается из постоянной времени входной цепи $\tau_{вх} = R_{вх} C_{вх}$ и времени нарастания усилителя τ_a .

Потенциал поверхности мишени относительно земли в момент времени $t = \tau_{вх}$ определяется зарядкой входной (паразитной) емкости $C_{вх}$, так как обычно собственная емкость мишени $C_t \gg \gg C_{вх}$:

$$U_t(\tau_{вх}) = Q_{вх} (1/C_t + 1/C_{вх}) \approx Q_{вх}/C_{вх}, \quad (22)$$

где $Q_{вх}$ — количество заряда, накопленного на поверхности мишени за время длительности фронта импульса $\tau_f = \tau_{вх} + \tau_a \approx \tau_{вх}$. Величину $\tau_{вх}$ легко оценить из длительности τ_f переднего фронта П-образного импульса. При полной длительности импульса $\tau_p = 1$ мкс время нарастания обычно составляет $\sim 0,1$ мкс. За этот промежуток времени в случае, если $i_p \leq 10^{-7}$ А, $\sigma \leq 2$ и $\tau_a \leq 10^{-7}$ с, на поверхности накапливается заряд $Q_{вх} = -\tau_{вх} (i_s - i_p) \leq 10^{-14}$ Кл. Если $\sigma \sim 10$, то величина $Q_{вх}$ может возрасти до 10^{-13} Кл. Заметим, что эта величина не превышает заряда, накапливаемого на поверхности, при использовании методики периодических импульсов, предложенной Фредериксом и Кукком [37, 38].

б) Количество положительного электричества, накапливаемое на поверхности мишени в течение всей длительности импульса первичного тока τ_p , не должно заряжать мишень до критического потенциала $U_t(\tau_m)$, при котором прекращается полный отбор вторичного тока. Используя полученные в [57, 65] выражения для нормальной составляющей E_n поля зарядного пятна гауссовой формы у поверхности диэлектрика, можно записать условие сохранения полного отбора вторичного тока i_{sm} в аналитическом виде. Очевидно, что отбор сохраняется до некоторого момента $t \leq \tau_{sm}$, пока напряженность поля коллектора E_c над всей поверхностью мишени еще превышает нормальную составляющую напряженности поля пятна ($E_c > E_n$).

Если сфокусированный пучок с радиусом $r_{эфф}$ бомбардирует диэлектрическую мишень и $\sigma > 1$, то в условиях полного отбора на поверхности диэлектрика возникает положительное зарядное пятно гауссовой формы приблизительно с тем же радиусом. В [65] методом зеркальных изображений показано, что в случае такого пятна, возникающего на слое диэлектрика толщиной L , значительно меньшей, чем расстояние d между мишенью и коллектором, при условии $d \gg r_{эфф}$ поле пятна

$$E_n = 4\pi\eta_0 F(a), \quad (23)$$

где η_0 — плотность свободного заряда в центре зарядного пятна: $\eta(r) = \eta_0 \exp(-r/r_{эфф})^2$; $F(a)$ — некоторая функция, зависящая от распределения заряда $\eta(r)$ по пятну и соотношения между толщиной диэлектрика L и эффективным радиусом пятна $r_{эфф}$:

$$F(a) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} a e^{a^2} [1 - \Phi(a)] \quad (24)$$

$$\left(a = \frac{2L}{r_{эфф}}, \Phi(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-x^2} dx \right).$$

Плотность истинного, т. е. нанесенного пучком извне заряда η_{0t} за время измерения τ_p равна

$$\eta_{0t} = i_p (\sigma - 1) \tau_p / (\pi r_{эфф}^2). \quad (25)$$

Плотность свободного заряда η_0 в случае тонкого слоя диэлектрика можно приближенно считать равной η_{0t}/ϵ^*). При этом условии сохранения полного отбора вторичного тока i_{sm} ($E_c \geq E_n$) для случая плоского промежутка мишень—коллектор можно записать в виде

$$U_c/d \geq 4i_p (\sigma - 1) \tau_p F(a) / (\epsilon r_{эфф}^2). \quad (26)$$

Из выражения (26) можно получить значение предельно допустимой длительности импульса:

$$\tau_p \leq \frac{\epsilon r_{эфф}^2 U_c}{4i_p (\sigma - 1) F(a) d}. \quad (27)$$

Таким образом, максимальное время сохранения условия полного отбора вторичного тока согласно (44) равно

$$\tau_m = \frac{\epsilon r_{эфф}^2 U_c}{4i_p (\sigma - 1) F(a) d}. \quad (28)$$

Точное выражение для величины τ_m , строго учитывающее поле заряда, наведенного на коллекторе, и поляризацию диэлектрика, несколько отличается от этой формулы [57]. Однако формула (28) вполне пригодна для приближенных оценок эффектов, связанных с полем зарядного пятна. Все величины, входящие в эту формулу, на практике должны выбираться с таким расчетом, чтобы удовлетворялось условие $\tau_p \leq \tau_m$. С другой стороны, τ_p должно быть больше постоянной времени входной цепи $\tau_{вх}$. Таким образом, мы получаем следующее условие надежности импульсных измерений:

$$\tau_{вх} < \tau_p < \tau_m. \quad (29)$$

*) Более корректный учет поляризуемости диэлектрика при рассмотрении неоднородного зарядного пятна можно найти в работах [56, 57].

Умножив все члены этого неравенства на величину зарядного тока $i_t = i_s - i_p$, получим

$$Q_{вх} < Q_p < Q_m, \quad (30)$$

где Q_m — заряд, накапливаемый на мишени к моменту времени τ_m . С учетом выражений (22) и (28) неравенство (30) можно представить в виде

$$C_{вх} U_t < Q_p < \frac{\varepsilon r_{эфф}^2 U_c}{4F(a)d}, \quad (31)$$

или

$$R_{вх} C_{вх} i_t < Q_p < \frac{\varepsilon r_{эфф}^2 U_c}{4F(a)d}. \quad (32)$$

Из (32) вытекает удобный критерий для выбора режима работы импульсной установки и параметров используемых схем (i_p , τ_p , $r_{эфф}$, d , L , U_c , $R_{вх}$) при измерениях σ в режиме одиночных импульсов:

$$\frac{4R_{вх} C_{вх} i_p (\sigma - 1) F(a) d}{\varepsilon r_{эфф}^2 U_c} < 1. \quad (33)$$

Видно, что это условие выполняется автоматически лишь при $\sigma = 1$. Если $\sigma \gg 1$, то постоянная времени входной цепи $\tau_{вх} = R_{вх} C_{вх}$, величина первичного тока i_p , расстояние между мишенью и коллектором d и толщина диэлектрика L (L входит в качестве аргумента в функцию $F(2L/r_{эфф})$) должны выбираться как можно меньшими, а потенциал коллектора U_c и радиус пятна $r_{эфф}$ не должны быть слишком малыми. Желательно также, чтобы диэлектрическая проницаемость ε была достаточно высока.

Для компенсации поля зарядного пятна, препятствующего отбору медленных истинно-вторичных электронов, на дальний коллектор ($d \gg r_{эфф}$) необходимо подавать потенциал, значительно превышающий потенциал поверхности диэлектрика в центре зарядного пятна [43, 65]. Как видно из условия (33), эффект поля зарядного пятна возрастает с уменьшением радиуса пятна как $1/r_{эфф}^3$. Это накладывает определенные ограничения на величину $r_{эфф}$: при работе с диэлектриками в случае неподвижного пятна не следует пользоваться остросфокусированными пучками, т. е. желательна небольшая расфокусировка пучка на мишени, не опасная с точки зрения непосредственного попадания первичных электронов мимо мишени на коллектор.

В тех опытах, где исследуются вещества с большими значениями σ , для уменьшения потенциала поверхности диэлектрика необходимо выбирать более тонкие образцы и увеличивать площадь пучка. Обычно площадь сечения пучка при изучении ВЭД диэлектриков составляет 0,1 — 0,5 см². Толщина образцов обычно

не превышает 0,5 мм. Продолжительность импульсов составляет обычно 1 — 5 мкс.

Для того чтобы получить импульс необходимой прямоугольной формы, желательно использовать малое входное сопротивление $R_{вх}$. Вместе с тем импульс напряжения $U_{вх}$ должен по крайней мере в 10 раз превышать уровень шумов. Это ограничивает минимально возможную величину этого сопротивления (обычно $R_{вх} = 2 - 10$ кОм) и минимальный уровень первичного тока i_p (обычно $i \geq 10^{-8} - 10^{-7}$ А).

Выполнение условия (33) может быть проконтролировано по форме импульса вторичного тока. Если это условие выполнено, то форма импульса не будет искажена. Если поверхность мишени заряжается до потенциала, превышающего $U_t(\tau_m)$, то вместо прямоугольного импульса будет наблюдаться импульс со скошенной вершиной (см. рис. 1.27 и 1.35 в § 6 гл. I). Вместе с тем, если предположить, что мишень успевает зарядиться до критического потенциала за время нарастания импульса $\tau_{вх}$, то плато импульса должно отражать установившееся состояние мишени. Если бы это имело место, то разностный ток в цепи мишени равнялся нулю, а вторичный ток — первичному ($\sigma_{эфф} = 1$).

На рис. 1.35 были приведены осциллограммы импульсов, соответствующие выполнению условия (33) в течение части длительности импульса (а) и в течение всей длительности импульса (б).

Число первичных электронов N_p , бомбардирующих мишень за время τ_p одного импульса первичного тока i_p , равно

$$N_p = \frac{1}{e} i_p \tau_p, \quad (34)$$

где e — заряд электрона. При $i_p = 10^{-7}$ А и $\tau_p = 2 \cdot 10^{-6}$ с N_p составляет примерно 10^6 электронов. Эта величина в 500 раз меньше того количества электронов, которое приходит на мишень за время одного измерения в методе Фредерикса и Кука [37, 38]. При использовании слегка расфокусированного пучка (с целью уменьшения потенциала зарядки) площадь пятна в плоскости мишени обычно составляет около 0,3 см². При первичном токе i_p порядка $2 \cdot 10^{-7}$ А плотность тока $j_p \approx 0,6$ мкА/см². При длительности импульса $\tau_p = 2$ мкс количество первичных электронов N_p , бомбардирующих 1 см² поверхности мишени за один импульс, равно

$$N_p = 0,62 \cdot 10^{19} j_p \tau_p \approx 10^7.$$

При снятии кривой $\sigma(E_p)$, например, в интервале от 1 до 3000 эВ, если значения σ измерять через 50 эВ, то число точек на кривой равно 60. Так как для определения σ необходимо измерять две величины (i_{sm} и i_p), то вместе с импульсами, требующимися для настройки схемы, общее количество импульсов при снятии

одной кривой равно приблизительно 200. Количество электронов, приходящих на 1 см^2 за время снятия одной кривой, будет $\sim 2 \cdot 10^9$. Считая поверхностную плотность атомов равной $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, получим, что за время импульса один упавший на мишень электрон приходится на 10^7 атомов поверхности мишени. За время снятия всей кривой $\sigma(E_p)$ величина этого отношения может возрасти до 10^{-5} .

Необходимо, конечно, иметь в виду, что при энергии первичных электронов E_p , превышающей порог диссоциации бомбардируемого соединения (или порог образования радиационных дефектов), возможно многократное участие первичного электрона в этих процессах. Однако, при обычно используемых величинах E_p рассчитанное выше число первичных электронов, приходящихся на один поверхностный атом, не может увеличиться более чем в 100 раз. Кроме того, эффективность образования дефектов и диссоциации соединений при рассматриваемых значениях $E_p < < 100 \text{ кэВ}$, по-видимому, значительно меньше единицы. Естественно, что в условиях, характерных для метода одиночных импульсов, изменением состава и структуры мишени под действием электронного пучка можно пренебречь. Постоянство значений γ , δ и η , а также спектра вторичных электронов $N(E_s)$ при длительных измерениях вторично-эмиссионных свойств диэлектрических мишеней методом одиночных импульсов является прямым экспериментальным подтверждением правильности проведенных выше оценок.

§ 7. Особенности импульсной методики измерения распределения вторичных электронов по энергиям в случае диэлектрических мишеней

Применение импульсной методики для исследования вторично-эмиссионных свойств диэлектриков в значительной степени определяет выбор метода изучения энергетического спектра вторичных электронов (особенно в случае диэлектрических мишеней большой толщины). Методы магнитного и электростатического анализов энергий электронов [66], обладающие большой разрешающей способностью, но малой «светосилой», предъявляют такие требования к первичному электронному пучку (большая плотность первичного тока j_p , высокие энергии E_p), которые трудно совместить с ограничениями, связанными с зарядкой и диссоциацией диэлектриков. Применение импульсной методики в таких энергоанализаторах потребовало бы измерения импульсных токов порядка $10^{-12} - 10^{-13} \text{ А}$. При длительности импульсов порядка нескольких микросекунд это соответствует всего лишь десятку или нескольким десяткам электронов в одном импульсе. При измерении таких зарядов, например, с помощью открытого ВЭУ

разброс показаний из-за статистических флуктуаций составляет 20 — 30 %. Работа с такими слабыми потоками частиц возможна лишь при использовании методики счета частиц в течение большого промежутка времени, обычно применяемой в ядерной физике [61]. При этом для получения тех или иных статистических распределений применяется эргодическая гипотеза, состоящая в том, что усреднение по ансамблю можно заменить усреднением по времени.

Переход к большим длительностям импульсов и высокой частоте повторения, т. е. к квазинепрерывному режиму, также не является выходом из положения, так как при острогофокусированных пучках, применяемых в анализаторах, это неизбежно приводит к значительным искажениям, связанным с зарядкой поверхности, диссоциацией вещества мишени и возникновением в ней радиационных дефектов. Например, в работе Клейна [67] с помощью цилиндрической электростатической линзы-анализатора изучался спектр ХПЭ электронов, отраженных от монокристаллической мишени (KBr). Оказалось, что полученный спектр относится к кристаллу, разрушенному в процессе измерения первичным пучком ($E_p = 35$ кэВ).

Наиболее подходящим методом анализа распределения вторичных электронов по энергиям в случае диэлектриков является метод тормозящего поля, который дает возможность получать достаточно точные данные об относительных интенсивностях различных групп электронов энергетического спектра. Исследование тонкой структуры спектра с помощью этого метода в области, прилегающей к E_p (область ХПЭ), ограничено в основном шириной ΔE_p распределения первичных электронов по энергиям.

Используя для анализа электронов метод потенциального барьера, нельзя игнорировать влияние микрополей, возникающих на поверхности диэлектрика при его зарядке. При снятии кривых задержки даже казалось бы незначительная зарядка мишени может существенно исказить результаты, поскольку небольшие изменения потенциала мишени U_t заметно меняют величину тока истинно-вторичных электронов, собираемого на коллектор. При таких измерениях критерием их надежности является неравенство (см. формулу (33) в § 6)

$$\frac{4R_{\text{вх}}C_{\text{вх}}i_t(U_c)F(a)d}{\epsilon r_{\text{эфф}}^2 U_c} \ll 1. \quad (1)$$

Видно, что особую трудность представляют измерения токов при потенциале коллектора U_c , близком к нулю, когда неравенство (1) не может быть выполнено при любых конечных значениях входящих в него параметров. Из выражения (1) может быть оценена минимальная величина потенциала коллектора U_{cs} , необ-

ходимая для отбора всех вторичных электронов, т. е. для насыщения кривой задержки вторичного тока:

$$U_{cs} = \frac{4i_p(\sigma - 1)\tau_p F(a)d}{\epsilon r_{эфф}^2}. \quad (2)$$

Видно, что кривая задержки вторичного (разностного) тока с диэлектрической мишени может насыщаться вблизи нулевого потенциала лишь в тех случаях, когда числитель (2) стремится к нулю ($\sigma \rightarrow 1$, либо одна из величин i_p , τ_p , d или $F(a) = F(2L/r_{эфф}) \rightarrow 0$), либо неограниченно возрастает знаменатель ($r_{эфф}$ или $\epsilon \rightarrow \infty$). Ясно, что на практике ни одно из этих условий не может быть выполнено с достаточной точностью. Это является одной из причин, по которой в случае объемных диэлектрических мишеней нельзя ожидать насыщения кривой задержки при $U_c = 0$. Потенциал U_{t0} в центре зарядного пятна, соответствующий выполнению равенства (2), приближенно равен *)

$$U_{t0} = \frac{4\pi\eta_0 L}{\epsilon} = \frac{4i_p(\sigma - 1)\tau_p L}{\epsilon r_{эфф}^2}. \quad (3)$$

Отношение потенциалов

$$\frac{U_{cs}}{U_{t0}} = \frac{d}{L} F\left(\frac{2L}{r_{эфф}}\right). \quad (4)$$

С учетом заряда, наведенного на коллекторе (плоский случай) [56, 65], это отношение равно

$$\frac{U_{cs}}{U_{t0}} = \frac{d}{L} F\left(\frac{2L}{r_{эфф}}\right) + \left[1 - F\left(\frac{d}{r_{эфф}}\right)\right]. \quad (5)$$

Нетрудно подсчитать, что при обычно используемых значениях параметров, входящих в эту формулу (d , L и $r_{эфф}$), величина отношения $U_{cs}/U_{t0} \geq 10$. Это означает, что насыщение кривых задержки из-за влияния поля пятна обычно происходит при положительных потенциалах коллектора, значительно превышающих потенциал в центре неоднородного зарядного пятна. Последний при обычно используемых значениях величин, входящих в выражение (3), не превышает 0,1 — 0,2 В, при этом $U_{cs} \approx 1 - 2$ В.

Таким образом, возникновение зарядного пятна на поверхности диэлектрической мишени за время одного импульса практически не сказывается на изменении энергии вторичных электронов и отборе на коллектор вторичных электронов (если $U_c \gg U_{cs}$). Однако поле малого положительного зарядного пятна в состоянии

*) Более строгое выражение для потенциала U_{t0} в центре неоднородного зарядного пятна гауссовой формы приведено в работах [56, 57].

задерживать наиболее медленные вторичные электроны. Это приводит к некоторому искажению кривых задержки вторичного тока, выражающемуся, в частности, в сдвиге тока насыщения i_{sm} в область положительных значений U_c (область так называемых «электронов с недостаточными энергиями») [43, 57, 65].

За время одного импульса можно снимать не одну точку на кривой задержки, а всю кривую задержки или кривую распределения вторичных электронов по энергиям [27, 68].

Мак-Кей [27] предложил метод исследования распределения по энергиям вторичных электронов с диэлектриков, основанный на анализе временных изменений импульсной вторичной эмиссии. Однако автор [27] исходит из предположения о том, что условие полного отбора вторичного тока на коллектор нарушается после того, как поверхность мишени зарядится до потенциала, несколько большего потенциала коллектора. Это положение в общем случае не является верным (см. § 6 гл. I). Временные изменения вторичного (разностного) тока после момента нарушения условия полного отбора вторичных электронов на коллектор определяются характером изменения напряженности поля неоднородного зарядного пятна и не могут поэтому служить для определения функции распределения $N(E_s)$ вторичных электронов по энергиям.

Гель и Солтамов [68] разработали метод, позволяющий осциллографировать кривую задержки и кривую распределения истинно-вторичных электронов по энергиям в течение одного импульса первичного тока. В схеме, описанной в [68], это время составляло 25 мкс. Кривая распределения получалась из импульсной кривой задержки с помощью электрического дифференцирования на RC -цепочке (см. подробнее § 4 гл. XI).

§ 8. Методы исследования ВЭЭ, усиленной полем

Методы изучения ВЭЭ, зависящей от поля, можно разделить на статические и динамические. Статические методы измерения применялись в ранних работах [69—85], начиная с 1936 г., когда был обнаружен эффект Малтера («аномальная ВЭЭ») [69]. Как выяснилось позднее, этот эффект имеет лишь косвенное отношение к ВЭЭ диэлектриков, так как эмиссия электронов из положительно заряженной тонкой диэлектрической пленки при определенных условиях наблюдается в течение некоторого времени после выключения первичного пучка ($\sigma_{эфф} \rightarrow \infty$). В 1953 г. Добышек, Джекобс и Фрили [86], изучая эффект Малтера на положительно заряженных пористых слоях MgO , обнаружили, что вторичный ток с такой мишени может сохраняться после окончания облучения первичным пучком бесконечно долгое время. Был обнаружен новый вид «холодной» эмиссии — самоподдерживающаяся эмиссия электронов (СЭЭ) с пористых диэлектрических слоев. Эксперименталь-

ные приборы, использованные в этих работах, мало чем отличаются от приборов для исследования обычной ВЭЭ (см. § 1 гл. IV). Основной отличительной чертой некоторых из них является наличие расположенной в непосредственной близости от поверхности мишени (на расстоянии $d \approx 1 - 2$ мм) коллекторной сетки, необходимой для эффективной зарядки поверхности диэлектрика до некоторого заданного потенциала $U_t \leq U_c$.

Измерения первичного и вторичного токов в случае статического режима производятся с помощью обычных схем (см. § 3 гл. IV). Отличие состоит лишь в том, что для стабилизации малтеровского тока, который может достигать очень высоких значений, в цепь коллекторного электрода обычно включается балластное сопротивление $R_b \approx 0,5 - 5$ МОм. Отсутствие такого сопротивления может при самопроизвольном возрастании тока привести к разрушению диэлектрической пленки и выходу из строя чувствительных приборов, включенных в цепь коллектора. При изучении кинетики эмиссионного тока балластное сопротивление R_b должно быть отключено, чтобы разность потенциалов между коллектором и подложкой поддерживалась неизменной.

Нельсон [84] наблюдал скачкообразное изменение коэффициента ВЭЭ σ окиси магния при энергии первичных электронов, соответствующей первому критическому потенциалу U_p^I . Как только величина ускоряющего напряжения U_p превышала U_p^I , наблюдался самопроизвольный рост σ при неизменном значении U_p , связанный с положительной зарядкой мишени. Позднее Джекобс и др. [85] наблюдали аналогичное явление на слоях KCl. Как показал Копеланд [87], скачкообразные изменения σ в случае ВЭЭ диэлектриков можно наблюдать также вблизи второго критического потенциала U_p^{II} .

В приборе, использованном Коллером и Джонсоном [73], наряду с измерением тока эмиссии имелась возможность наблюдать на флуоресцирующем экране электронно-оптическое изображение малтеровского катода. Электронно-оптический метод наблюдения эмиттирующей поверхности, основанный на принципе зеркального микроскопа, был предложен Малем [78, 79]. Картина распределения центров эмиссии косвенным образом может исследоваться также по наблюдению распределения центров флуоресценции на поверхности диэлектрика (например, MgO). Однако такое свечение (как правило, голубого цвета) обычно является очень слабым и наблюдается не для всех веществ.

Статический режим существенно ограничивает возможности исследования эмиссии, зависящей от поля, так как он не позволяет отделить безынерционную истинно-вторичную эмиссию, усиленную полем [88 — 90], от малтеровской эмиссии [69 — 72] и СЭЭ [86].

Для осуществления измерений в динамическом режиме в случае, когда в приборе имеется только один источник электронов, применяют амплитудную модуляцию первичного пучка. Для этого на управляющий электрод пушки или на сетку-коллектор подается синусоидальное напряжение звуковой частоты [91], либо напряжение, модулированное прямоугольными импульсами [70, 83, 86].

В опытах Арановича и Пятницкого [91] проводилось параллельное изучение общего коэффициента ВЭЭ заряженного слоя MgO и переменной составляющей тока ВЭЭ, возникающей при модуляции первичного пучка электронов синусоидальным сигналом с частотой 20 Гц — 10 кГц. Общий ток измерялся с помощью гальванометра в цепи коллектора. Для пропуска переменной составляющей тока гальванометр шунтировался большой емкостью. Последовательно с гальванометром включалось нагрузочное сопротивление, сигнал с которого подавался на осциллограф (для наблюдения за формой кривой тока) и на катодный вольтметр (для измерения переменной составляющей коэффициента ВЭЭ). Измерения позволили обнаружить, что имеется резкое различие в ходе кривых общего тока эмиссии и переменной составляющей i_{Σ} .

Более совершенным методом исследования ВЭЭ, усиленной полем (ВЭЭУП), является импульсный двухпучковый метод [88]. Один из электронных пучков (вспомогательный) непрерывно облучает мишень, заряжая ее до определенного потенциала U_t , близкого к потенциалу близлежащей сетки-коллектора U_c . Вторым пучок (рабочий) отпирается короткими (обычно микросекундными) одиночными импульсами, подаваемыми на управляющий электрод пушки, и служит для измерений коэффициента σ_E заряженной поверхности. Такой метод позволяет четко разграничить два процесса: зарядку исследуемого образца, за счет которой в нем создается электрическое поле, и собственно вторичную эмиссию, усиленную этим полем. Применение метода двух пучков позволяет также расширить рабочий диапазон энергий первичных электронов. Например, в этом случае измерения могут проводиться не только в области $U_p^I < U_p < U_p^{II}$, где для незаряженной мишени $\sigma_0 > 1$, но и при $U_p > U_p^{II}$.

Такое расширение диапазона энергий электронов весьма существенно для выяснения механизма ВЭЭУП. Кроме того, это позволяет, продвинувшись в область больших значений U_p , исследовать влияние отражательных свойств подложки (η_n) на величину коэффициента σ_E . Помимо разделения исследуемого и вспомогательных процессов, использование метода одиночных импульсов [39] совместно с методом двух пучков [21 — 23, 25, 92] облегчает корректное проведение экспериментов, позволяя свести к минимуму ряд нежелательных эффектов: изменение со-

става и структуры объема эмиттера под действием высоковольтного рабочего пучка, неконтролируемое изменение потенциала поверхности мишени, образование внутреннего объемного заряда и т. п. При таком методе имеется возможность развернуть вспомогательный (заряжающий) пучок в малоформатный прямоугольный телевизионный растр и осуществлять непрерывный визуальный контроль за однородностью зарядки мишени, а также размерами, фокусировкой рабочего пучка и его положением на исследуемой мишени.

Блок-схема экспериментальной установки [88], позволяющей производить такие измерения, показана на рис. 14. Основными

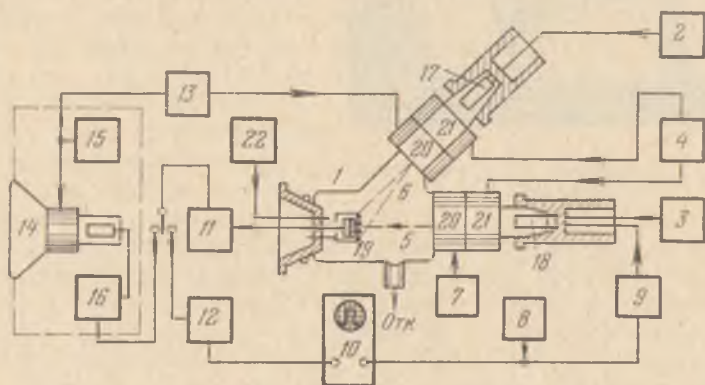


Рис. 14. Блок-схема импульсной установки с двухлучевым прибором и телевизионным индикатором, предназначенной для исследования ВЭЭ, усиленной полем [88].

ее элементами являются: двухлучевой вакуумный прибор 1, низковольтный 2 и высоковольтный 3 выпрямители, схемы фокусировки 4 рабочего 5 и вспомогательного 6 пучков, схема управления 7 положением рабочего пучка, генератор одиночных запускающих импульсов 8, генератор прямоугольных микросекундных импульсов 9, осциллограф 10, предварительный 11 и основной 12 видеосузители, а также телевизионный индикатор, состоящий из кинескопа 14, согласующего устройства (трансформатора раstra) 13, схемы строчной и кадровой разверток 15 и видеосузителя 16.

Вакуумный прибор, использованный в [88], представляет собой баллон из стекла с двумя отростками. Внутренние стенки баллона покрываются аквадагом. К ножкам отростков крепятся низковольтная 17 и высоковольтная 18 электронные пушки с вольфрамовыми катодами. Основными элементами блока мишени 19, телевизионное изображение которого показано на рис. 15, являются: собственно мишень 1 в виде слоя диэлектрика на полированной металлической подложке, мелкоструктурная растровая

сетка (прозрачность от 75 до 90%), натянутая на кольцевую рамку 4, экранирующий цилиндр 3 и траверсы 5 для крепления сетки (2 — след расфокусированного рабочего пучка). Расстояние между поверхностью мишени и растровой сеткой обычно составляет не

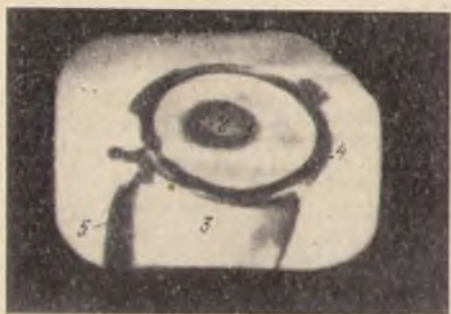


Рис. 15. Телевизионное изображение блока мишени [88].

более 0,2 — 0,5 мм, т. е. сетка играет роль близлежащего эффективного коллектора. Для изменения величины и знака потенциала на сетке служит схема питания блока мишени 22. На отрезках вакуумного прибора крепятся стандартные телевизионные отклоняющие 20 и фокусирующие 21 катушки.

Вспомогательный пучок развертывается по мишени в прямоугольной растр синхронно с пучком кинескопа. Размеры растра не должны

существенно превышать диаметра мишени. Для получения малоформатного растра дополнительная отклоняющая катушка 20 подключается к схеме строчной и кадровой разверток стандартного телевизора через понижающий трансформатор (согласующее устройство 13). При этом имеется возможность изменять размеры растра по строке и по кадру в большую и меньшую стороны относительно номинального значения 40×40 мм².

В результате зарядки мишени с помощью вспомогательного пучка ($U_{p1} = 0,8 - 2$ кВ, $\sigma > 1$) равновесный потенциал ее поверхности принимает значение, близкое к потенциалу U_c коллекторной сетки (см. § 6 гл. I). Неподвижный рабочий пучок с энергией от 2 до 10 кэВ облучает поверхность мишени либо в течение одного микросекундного импульса, либо в режиме периодических импульсов. Перемещение этого пучка по мишени осуществляется с помощью изменения тока в цепи соответствующей отклоняющей катушки.

Яснопольским и др. [93] предложена конструкция прибора, позволяющая производить исследования ВЭЭУП с одной и той же мишени как на прострел, так и на отражение (рис. 16). Левая часть рисунка представляет собой обычную схему для измерений ВЭЭУП на прострел в стационарном режиме. В правой части по оси прибора расположена вторая электронная пушка, а в торцах цилиндра Фарадея K_2 и экрана C сделаны отверстия для прохождения пучка на мишень. При измерениях на прострел все электроды правой пушки соединяются с цилиндром Фарадея. При измерениях на отражение левая пушка может быть отсоединена.

При исследовании влияния на ВЭЭ электрического поля, возникающего в образце в результате зарядки поверхности, большое значение имеют условия отбора эмиттированных электронов. Если часть поверхности диэлектрика приобретает потенциал, близкий к потенциалу сетки-коллектора, полный отбор вторичных электронов будет затруднен. Условие отбора автоматически будет выполняться только в том случае, если потенциал поверхности диэлектрика U_t отстает от потенциала сетки U_c . Для улучшения

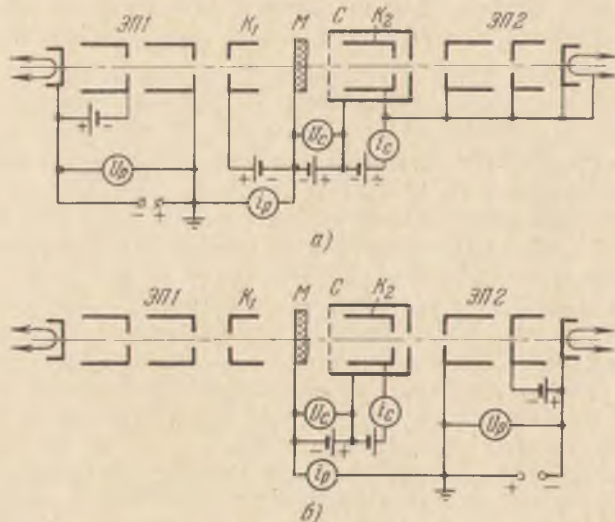


Рис. 16. Расположение электронных пушек, мишени и коллекторов электронов в приборе для измерения ВЭЭУП на прострел (а) и на отражение (б) [93]. K_1 — коллектор вторичных электронов, выбиваемых из подложки, K_2 — коллектор вторичных электронов, выбиваемых из диэлектрика, С — экран с сеткой-коллектором.

условия отбора в работе [94] вспомогательный пучок электронов после зарядки поверхности до потенциала $U_t \approx U_c$ выключался, а на время воздействия на мишень рабочего пучка на сетку относительно подложки мишени подавалось дополнительное напряжение $\Delta U_c = +100$ В. Яснопольским и Балашовой [95] был предложен импульсный метод исследования влияния условий отбора на величину коэффициента $k = \sigma_E/\sigma_0$ усиления ВЭЭ электрическим полем E . Метод заключается в том, что при непрерывном облучении мишени электронами на подложку относительно коллекторной сетки подается добавочная к U_c разность потенциалов ΔU_c . Длительность импульса выбирается достаточно малой, чтобы можно было пренебречь дополнительной зарядкой мишени за время импульса. Таким образом, наряду с внутренним электри-

ческим полем $E_{\text{внутр}}$, усиливающим выход вторичных электронов в вакуум, между поверхностью диэлектрика и коллекторной сеткой создается внешнее электрическое поле $E_{\text{внешн}}$, позволяющее осуществить полный отбор вторичных электронов. Это позволяет разделить влияние $E_{\text{внутр}}$ и $E_{\text{внешн}}$ на величину коэффициента k усиления ВЭЭ полем.

Штериглассом, Гётце и др. [90, 96] при исследовании ВЭЭУП на прострел с пористых слоев КСІ использовалась несколько иная методика. Источником первичных электронов служил фотокатод. В зависимости от режима освещения фотокатода бомбардировка слоя КСІ через полупрозрачную подложку (Al, 300 Å) ускоренными фотоэлектронами могла осуществляться как в непрерывном, так и в импульсном режиме. Для получения коротких импульсов (порядка нескольких наносекунд) освещение фотокатода осуществлялось от искрового разряда. Использование столь коротких импульсов первичного тока позволило с более высокой, чем в [88, 89], точностью судить о практической безынерционности ВЭЭУП. Исследуемый образец помещался на оси керамической трубки с впаянными в нее медными кольцами — анодами. Электроны, испущенные исследуемым полупрозрачным образцом (динодом), собирались плоским коллектором, который мог с помощью сильфона устанавливаться на различных расстояниях d от поверхности мишени. Фокусировка первичных электронов производилась продольным магнитным полем.

Гётце [97] был создан разборный вакуумный прибор с электрошной пушкой, который позволял измерять коэффициент ВЭЭУП на прострел и с помощью флуоресцирующего экрана контролировать появление на мишени центров локализованной эмиссии. Первичный пучок развевывался в растр площадью 1 см². Сила первичного тока составляла 10^{-8} — 10^{-9} А. Энергия первичных электронов регулировалась в пределах 0 — 10 кэВ. Проводящая подложка динода соединялась с землей через ламповый электрометр. Мелкоструктурная сетка, на которую мог подаваться относительно земли регулируемый потенциал U_c в пределах от 0 до 2 кВ, соединялась с землей через второй ламповый электрометр. Расстояние d от эмиттирующей поверхности до сетки составляло 6 мм. При измерении коэффициента ВЭЭУП сетка соединялась с алюминированным флуоресцирующим экраном. Для контроля за равномерностью распределения ВЭЭУП по мишени и отсутствием нестабильностей экран мог соединяться с источником послеускоряющего напряжения $U_{\text{пу}} = 10$ кВ. Локализованные центры нестабильной эмиссии проявлялись в виде ярких спинтилляций, наложенных на растр. При большом потенциале на сетке ($U_c > 500$ В) эмиссия в некоторых точках мишени переходила в СЭЭ.

Определение функции распределения по энергиям вторичных электронов, испущенных заряженной диэлектрической поверхностью, может дать важную информацию о механизме ВЭЭ в условиях действия сильного внутреннего поля $E_{\text{внутр}}$. Сведения о спектре вторичных электронов при ВЭЭУП важны и для практических применений этого вида эмиссии. Исследование энергетического спектра электронов, испускаемых мишенью, является также одним из методов определения потенциала заряженной поверхности (см. § 1 гл. VIII).

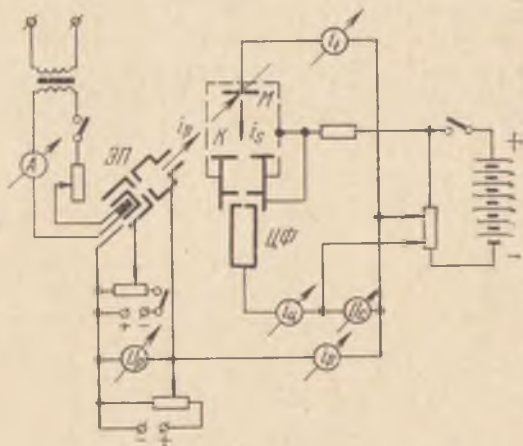


Рис. 17. Схема для измерения распределения по энергиям электронов, испущенных заряженной диэлектрической мишенью [72].

Анализ по энергиям в случае ВЭЭУП обычно производится либо путем снятия кривых задержки вторичного тока в плоском конденсаторе [72, 79, 82, 83, 94], либо с помощью анализа скоростей электронов в магнитном поле [96, 97]. В первом случае наличие заряженной поверхности, поддерживаемой с помощью электронного луча при потенциале, близком к потенциалу коллектора (сетки), не позволяет снимать кривые задержки, прикладывая задерживающую разность потенциалов непосредственно к промежутку сетка — подложка мишени. Следовательно, обычная двухэлектродная система, используемая в методе задерживающего поля, в данном случае не может быть применена для измерений энергетического спектра. Для получения достоверных данных о функции распределения по энергиям в случае заряженных эмиттеров необходимо использовать трехэлектродную систему (метод триода), включающую в себя эмиттер (мишень), ускоряющий электрод (сетка) и приемник электронов (коллектор). Задерживающая разность потенциалов подается между сеткой и коллектором. Для исследования спектров электронов при малтеровской эмиссии

метод триода впервые был применен Малем [79]. Зернов и Кульварская [72] для исследования функции распределения по энергиям малтеровских электронов применили вакуумный прибор с плоским задерживающим полем (рис. 17). В качестве коллектора электронов был использован цилиндр Фарадея (ЦФ).

В работе [98], посвященной исследованию СЭЭ из пористого слоя MgO для анализа электронов по энергиям, применялся 180-градусный магнитный анализатор. Авторы [96] для оценки наиболее вероятной энергии вторичных электронов, эмиттированных пористым слоем KCl, использовали принцип дисперсии вторичных электронов по скоростям при их фокусировке в продольном магнитном поле. В [99] для изучения энергетических спектров вторичных электронов $N(E_s)$ при ВЭЭУП был использован квазисферический тетрод с антидинаatronной сеткой.

Г л а в а VIII

Методы измерения потенциала поверхности диэлектрических и полупроводниковых мишеней

§ 1. Статические и квазистатические методы измерения потенциала поверхности диэлектриков

С зарядкой диэлектриков приходится встречаться как с мешающим явлением при изучении взаимодействия электронов с плохо проводящими мишенями. С другой стороны, явление зарядки используется для усиления вторичной эмиссии полем (ВЭЭУП), для создания электрического поля в слое диэлектрика при ЭВП, для записи и хранения информации в различных типах запоминающих ЭЛТ с накоплением зарядов.

Во многих случаях перед физиками или инженерами встает задача измерения или хотя бы оценки потенциала, который могут приобрести в процессе электронной или ионной бомбардировки: диэлектрическая мишень, изоляционные детали приборов, стеклянные или керамические баллоны, окна выводов энергии в СВЧ-приборах, изолированные металлические электроды и т. п.

Рассмотрим вначале статические методы измерения установившегося потенциала поверхности диэлектрика.

а) Метод электростатического вольтметра. Простейшим статическим методом измерения потенциала заряженной поверхности диэлектрика является использование электростатического вольтметра, присоединенного к металлической подложке мишени (рис. 1). Точность измерения потенциала диэлектрической мишени этим способом зависит от соотношения между величиной внутреннего сопротивления вольтметра R_B (сопротивление утечки) и сопротивления мишени R_t (на участке поверхность диэлектрика — подложка). Как следует из эквивалентной схемы опыта, изображенной на рис. 2, стационарный потенциал поверхности мишени

$$U_{t\text{ст}} = i_t(R_t + R_B) = (i_p - i_s)(R_t + R_B). \quad (1)$$

В случае металлической мишени $R_t = 0$. При этом $U_{t\text{ст}} = i_t R_B$.

В условиях идеальной изоляции ($R_B \rightarrow \infty$) утечка заряда равна нулю ($i_t = 0$) и показания электростатического вольтметра U_B

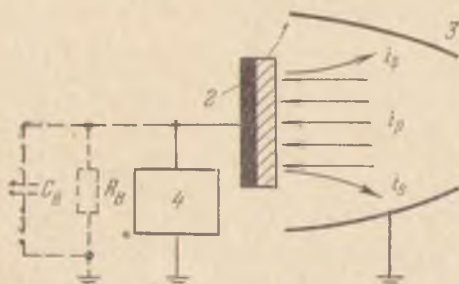


Рис. 1. Измерение потенциала зарядки с помощью электростатического вольтметра. 1 — диэлектрик, 2 — металлическая подложка, 3 — коллектор вторичных электронов, 4 — электростатический вольтметр.

мишень, как известно (см. § 6 гл. I), заряжается в этом случае до стационарного потенциала

$$U_{t \text{ ст}} = U_0 - U_p^{\text{II}}, \quad (2)$$

где U_0 — напряжение источника внешней э. д. с., ускоряющей

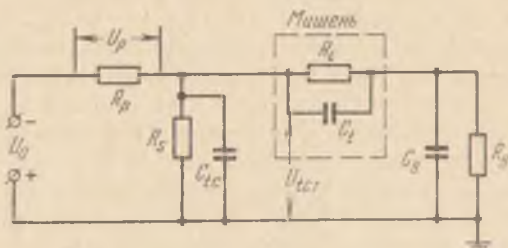


Рис. 2. Эквивалентная схема измерения потенциала поверхности диэлектрика с помощью электростатического вольтметра.

первичные электроны. При этом энергия первичных электронов, бомбардирующих мишень, оказывается равной

$$U_p = U_p^{\text{II}} = U_0 - U_{t \text{ ст}}. \quad (3)$$

В окрестности второго критического потенциала U_p^{II} кривую $\sigma(U_p)$ можно считать линейной функцией U_p (см. рис. 1.3):

$$\sigma(U_p) = 1 - b(U_p - U_p^{\text{II}}), \quad (4)$$

где b — коэффициент, зависящий от природы вещества. При $R_B \neq$

отражают истинный потенциал изолированной металлической мишени относительно коллектора: $U_B = U_{t \text{ ст}}$. При $R_B \neq \infty$ будет иметь место утечка заряда и, следовательно, искажение измеряемого потенциала.

Рассмотрим, следуя [1], связь между истинным потенциалом мишени $U_{t \text{ ст}}$ и показаниями вольтметра U_B для области, где $\sigma > 1$ ($U_p > U_p^{\text{II}}$). Если $R_B \rightarrow \infty$ ($i_t \rightarrow 0$), то ми-

$\neq \infty$ показания вольтметра U_B будут отличаться от равновесного потенциала мишени $U_{\text{ист}}$:

$$U_B = i_t R_B = (i_p - i_{sm}) R_B = i_p (1 - \sigma) R_B. \quad (5)$$

Отсюда с учетом (1), (3) и (4) получаем

$$U_B = \frac{U_{\text{ист}}}{1 + (bi_p R_B)^{-1}}. \quad (6)$$

Таким образом, чем меньше ток первичных электронов i_p и сопротивление вольтметра R_B , тем сильнее измеряемый потенциал отличается от равновесного потенциала мишени $U_{\text{ист}}$.

Если электронный пучок бомбардирует диэлектрическую мишень, то сопротивление $R_t \neq 0$ и может быть очень большим. В этом случае потенциал поверхности мишени относительно коллектора определяется выражением (1); показания электростатического вольтметра $U_B = i_t R_B$ будут близки к потенциалу поверхности $U_{\text{ист}}$, если $R_B \gg R_t$. Это условие может быть выполнено либо при использовании электростатического вольтметра (или электрометра) с очень большим входным сопротивлением R_B , либо путем уменьшения сопротивления мишени R_t , например, за счет уменьшения толщины диэлектрика L или повышения проводимости (нагревание мишени, облучение светом, возникновение возбужденной проводимости при электронной бомбардировке).

Один из первых методов определения потенциала заряженной поверхности диэлектрика описан Калашниковым [2]. После прекращения электронной бомбардировки диэлектрик облучался ультрафиолетовым светом. При этом ток разрядки $i_t = C_t dU_t/dt$ фиксировался электрометром, подсоединенным к подложке. Если толщина мишени L мала по сравнению с ее диаметром D_t и расстоянием d от мишени до коллекторной сетки, то можно считать, что площадь под кривой зависимости разрядного тока от времени $i_t(t)$ является мерой потенциала поверхности.

Метод электростатического вольтметра позднее был применен Яснопольским [3] для непосредственного измерения потенциала изолированного участка металлической мишени с целью определения степени отставания потенциала малого зарядного пятна от потенциала коллектора.

б) Методы определения потенциала экранов ЭЛТ. В работе Пельсона [4] на внешнюю стеклянную поверхность экрана электроно-лучевой трубки (ЭЛТ) наносился слой аквадага, который соединялся с сеткой электрометрической лампы (входное сопротивление $R_B \sim 10^{13}$ Ом). При нагревании стекла струей теплого воздуха до температуры 50—100°C сопротивление R_t стекла уменьшалось до $\sim 10^{10}$ Ом, что обеспечивало выполнение условия $R_B \gg R_t$. Необходимо, однако, отметить, что нагревание стеклянной колбы при использовании этого метода неизбежно приводит к

изменению равновесного потенциала экрана, которое трудно учесть [5, 6].

В работе [7] измерение потенциала экрана ЭЛТ производилось компенсационным методом. В качестве индикатора использовалась тонкая нить, помещенная между пластинами плоского конденсатора, одна из которых соединялась с подложкой мишени. На вторую пластину подавался компенсирующий потенциал, измеряемый с помощью вольтметра. Показания вольтметра давали значения потенциала мишени.

Юнгом [8] был применен способ, основанный на использовании метода вибрирующего конденсатора Кельвина. Алюминиевый диск D (рис. 3), находящийся при потенциале земли, приводится

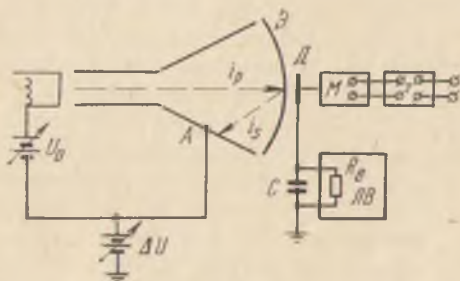


Рис. 3. Измерение потенциала поверхности диэлектрика методом вибрирующего конденсатора [8].

в колебательное движение электрическим мотором M . Если экран \mathcal{E} и диск D находятся при различных потенциалах, то через внешнее сопротивление R_B потечет переменный ток и ламповый вольтметр $ЛВ$ зарегистрирует сигнал. Если \mathcal{E} и D имеют одинаковый потенциал, сигнал будет равен нулю. Подбирая потенциал ΔU , подаваемый на анод A относительно

земли таким образом, чтобы сигнал был равен нулю при наличии некоторой разности потенциалов между экраном \mathcal{E} и анодом A , можно по величине ΔU определить искомую разность потенциалов между \mathcal{E} и D . На входе лампового вольтметра $ЛВ$ необходимо помещать конденсатор ($C \sim 0,001$ мкФ) для устранения высокочастотных помех, возникающих при использовании растровой развертки луча.

Вудинский [9] предложил метод определения потенциала заряженной поверхности люминофора ЭЛТ, основанный на влиянии этого потенциала на энергию медленных первичных электронов, бомбардирующих экран. Электрическая схема установки, использованная в [9], изображена на рис. 4. Напряжение U_0 , ускоряющее первичные электроны, с помощью потенциометра R_1 снижается до величины, меньшей первого критического потенциала U_1^I . Вследствие накопления на люминофоре, облучаемом расфокусированным пучком медленных электронов, отрицательного заряда, его поверхность приобретает потенциал, близкий к потенциалу катода электронной пушки. Первичные электроны перестают попадать на ту область экрана, где накоплен отрицательный заряд, и свечение люминофора в этой области исчезает. При этом

Потенциал поверхности экрана перед началом образования темного пятна может быть измерен также с помощью электростатического вольтметра ЭВ, который включается между коллектором K и проводящим электродом Э (рис. 4), нанесенным на внешнюю поверхность трубки, подобно тому, как это делалось в работах [4—6].

Как указывалось в § 6 гл. I, при $\sigma \gg 1$ в определенных условиях установившийся потенциал поверхности мишени $U_{t\text{ст}}$ может заметно отличаться от потенциала коллектора U_c (случай «дальнего коллектора»). Об отставании $U_{t\text{ст}}$ от потенциала коллектора U_c качественно можно судить, наблюдая за возбуждением виллемита, нанесенного тонким слоем на поверхность исследуемой диэлектрической мишени. Если положительный потенциал зарядки поверхности не превышает некоторой минимальной величины, необходимой для ускорения пучка медленных электронов до энергии, при которой возбуждается виллемит (≥ 100 эВ), то свечение будет отсутствовать. Как показали опыты такого рода, проведенные Коллером и Джонсоном [10] и Яснопольским [3], в случае дальнего коллектора свечение не обнаруживалось даже при потенциалах на коллекторе, значительно превышающих минимальную величину энергии электронов, необходимую для возбуждения виллемита. Это означает, что в этом случае $U_{t\text{ст}} \ll U_c$.

Для измерения потенциала поверхности диэлектрика в принципе может быть использован сдвиг (по отношению к значениям $\sigma(U_p)$ для незаряженной мишени) не только точки $U_p = U_p^1$, где $\sigma(U_p^1) = 1$, но и любой другой точки на кривой $\sigma(U_p)$, снятой для мишени, заряженной до некоторого потенциала U_t (при этом $U_p = U_{p0} \pm U_t$). Таким образом, любая заранее выбранная точка кривой $\sigma(U_p)$ может служить «меткой» для измерения потенциала поверхности диэлектрика (см. далее рис. 9). Наиболее удобными метками являются те точки кривой $\sigma(U_p)$, в которых $\sigma = 1$.

в) Метод зондов. В экспериментальных приборах часто применяются методы измерения потенциала U_t , основанные на использовании дополнительных электродов той или иной конструкции, введенных внутрь прибора. Простейшим электродом, используемым для этой цели, является тонкий металлический зонд. Метод зондов [11, 12] заключается в том, что в толще исследуемого вещества, вблизи поверхности, бомбардируемой электронами, располагается несколько зондов в виде тонких проволочек диаметром $\leq 0,1$ мм. Обычно зонды вплавляются и плотно закатываются в стеклянную подложку, на которую наносится слой люминофора или другого исследуемого диэлектрика. Разность потенциалов между зондом и коллектором вторичных электронов измеряется с помощью лампового электрометра с большим сопротивлением утечки R_B . Так как наносится тонкий (≤ 50 мкм) слой диэлектрика и возможна заметная наведенная проводимость,

то можно считать, что условие $R_B \gg R_i$ хорошо выполняется. Смещая зарядное пятно относительно зонда, можно получить распределение потенциала по зарядному пятну.

Хаген и Бей [13], обстреливая мишень из электронной пушки, помещали перед поверхностью мишени тонкую электрометрическую нить и измеряли напряженность поля в пространстве между мишенью и анодом пушки (служившим коллектором электронов). Отклонение нити было проградуировано в известном поле путем замещения диэлектрика металлической пластиной, на которую подавался известный потенциал. Отклонение нити можно наблюдать, либо проектируя ее изображения на экран [16], либо с помощью микроскопа [14—15]. Чувствительность прибора с нитью зависит от толщины нити и расстояния ее от обстреливаемой поверхности. В [16] в качестве электрометрической нити использовалась волластоновая нить диаметром 3 мкм.

Аранович, Ксендзацкий и Тимофеев [17] применили метод определения потенциала поверхности холодного катода из MgO , основанный на измерении потенциала зарядки свободного электрода (зонда), бомбардируемого эмиттируемыми электронами. Если подобрать значение коэффициента ВЭЭ этого электрода таким, чтобы $\sigma < 1$, то он будет приобретать потенциал, близкий к потенциалу поверхности диэлектрического эмиттера. Так как электроны, испускаемые холодным катодом из MgO , имеют широкий спектр скоростей, то определяемый этим способом потенциал может отличаться на несколько вольт от действительного потенциала поверхности.

г) Метод электронно-лучевого вольтметра (ЭЛВ). Метод электронно-лучевого вольтметра [12, 18—28] по существу является аналогом метода внутривакуумной электрометрической нити. Вместо нити параллельно поверхности мишени, на расстоянии нескольких миллиметров от нее проходит измерительный электронный луч *ИЛ*, попадающий на флуоресцирующий экран (рис. 5). При зарядке поверхности мишени с помощью главного луча (*ГЛ*) измерительный пучок отклоняется. Заменяв исследуемую диэлектрическую мишень металлической и подавая на нее известный потенциал, можно проградуировать отклонение *ИЛ* в вольтах. Если производить развертку *ИЛ* над исследуемой поверхностью, то он вычерчивает на экране кривую, качественно соответствующую распределению потенциала по поверхности мишени. Одним из источников погрешности в методе ЭЛВ является возможность попадания части электронов из *ИЛ* на исследуемую поверхность диэлектрика. Так как эти электроны попадают на мишень под малыми углами, для которых коэффициент ВЭЭ может быть большим, то это может привести к значительным изменениям поверхностного заряда. Эти изменения будут малы, если ток *ИЛ* во много раз меньше тока *ГЛ*, а энергия электронов *ИЛ* выбрана сравни-

тельно низкой [28]. Для сведения такого влияния к минимуму можно применить импульсную модуляцию ИЛ и использовать экран с длительным послесвечением. В [19] для повышения чув-

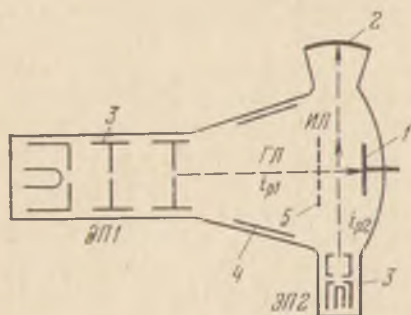


Рис. 5. Прибор для измерения потенциала поверхности мишени методом электронно-лучевого вольтметра [18]. 1 — мишень, 2 — флуоресцирующий экран, 3 — электронные пушки, 4 — коллектор вторичных электронов, 5 — сетка.

ствительности метода ЭЛВ перед исследуемой поверхностью диэлектрика помещалась мелкоструктурная сетка, на которую подавался определенный потенциал. ГЛ имел сечение $60 \times 2 \text{ мм}^2$. Проходя сквозь сетку, электроны ГЛ выбивают из нее вторичные электроны, которые, попадая на поверхность мишени, вызывают изменение распределения потенциала. Для того чтобы поток вторичных электронов с сетки не попадал на мишень, применяется

вторая, антидинаatronная сетка [12]. Проволочки второй сетки располагаются точно под проволоками первой и имеют вдвое меньший диаметр. Между сетками создается задерживающее поле. При калибровке прибора ток ГЛ модулируется таким образом, чтобы распределение зарядов по поверхности в первом приближении имело ступенчатый вид, причем каждая ступенька заряжается приблизительно однородно. Для градуировки и количественной оценки изучаемого потенциального рельефа в прибор вместо исследуемой диэлектрической мишени помещается набор из металлических пластинок, изолированных друг от друга. Потенциал пластинок при включенном измерительном луче подбирается таким образом, чтобы форма кривой на флуоресцирующем экране была такой же, как для заряженной диэлектрической мишени. В [26] проведена классификация характерных изображений, получаемых на экране при использовании метода ЭЛВ с разверткой луча над поверхностью заряженной мишени. Эта классификация может быть использована для определения величины и распределения заряда по поверхности диэлектрика.

Метод ЭЛВ был применен Скеллетом и др. [24] для определения потенциала поверхности холодного катода из MgO . Была использована электронно-лучевая трубка, в которой ближайшая к экрану пара отклоняющих пластин представляла собой диод, с одной из пластин, покрытой слоем MgO . Вторая пластина служила анодом. Площадь каждой пластины составляла 4 см^2 , расстояние между ними равнялось 4 мм . Расстояние от центра этих пластин до флуоресцирующего экрана составляло $\sim 60 \text{ мм}$. Вторая пара отклоняющих пластин, помещаемая перед первой и повер-

нутая по отношению к ней на 90° , служила для развертки электронного луча над поверхностью эмиттера.

В работах Оксмана [21], Будниковой [22], Бажановой и Травкина [23] метод определения потенциала поверхности с помощью ЭЛВ был применен для измерения сопротивления высокоомных полупроводниковых слоев. Литтинг [12] использовал метод ЭЛВ для измерения коэффициента ВЭЭ диэлектриков (см. § 3 гл. VII). Губки и др. [25] определяли с помощью этого метода заряд электретов. Ватсон и Кланси [27] применили метод ЭЛВ для исследования процесса зарядки и разрядки жидких диэлектриков, изменяющих свою толщину в соответствии с нанесенным на поверхность потенциальным рельефом [29—33].

д) **Эмиссионные методы.** Электрическое поле заряженной диэлектрической мишени может оказывать заметное влияние на величину тока, отбираемого от того или иного эмиттера (термокатод, холодный катод, вторично-эмиссионный катод и т. п.). Поле диэлектрической мишени при этом действует подобно полю сетки в триоде. Этот принцип был использован в работах [34, 35] для определения потенциала поверхности диэлектрика. Кирвалидзе [34] для определения знака заряда поверхности помещал диэлектрик в триоде вблизи катода. Если диэлектрик не заряжен, то он не оказывает влияния на величину анодного тока. Заменяя незаряженный диэлектрик другим, подвергнутым электронной бомбардировке, можно по изменению величины анодного тока судить о том, зарядился ли диэлектрик положительно или отрицательно.

В приборе Нельсона [35] металлическая нить, помещенная у поверхности мишени, служила источником термоэлектронов. Заряженная до определенного потенциала поверхность диэлектрика действовала как сетка в электронной лампе, изменяя ток с нити. По изменению этого тока можно было судить о потенциале поверхности диэлектрика.

Электрическое поле заряженной мишени в определенных условиях может оказывать влияние на эмиссионные свойства самой мишени. При исследовании малтер-эффекта, самоподдерживающейся эмиссии, ВЭЭ, усиленной полем, величина потенциала эмиттирующей поверхности может быть определена из анализа зависимости эмиссионного тока от потенциала коллектора. Поскольку эмиссия в этих случаях определяется величиной поверхностного заряда на диэлектрике, то величина тока с мишени оказывается очень чувствительной к изменениям напряженности электрического поля в слое. Этот факт был использован Зерновым [36], а также Добишеком, Джекобсом и Фрили [37] для измерения поверхностных потенциалов диэлектрических пленок, обнаруживающих аномальные вторично-эмиссионные свойства.

Принцип метода, примененного в [36], состоит в нейтрализации положительного поверхностного заряда диэлектрической

мишени путем облучения ее пучком медленных электронов ($\sigma < 1$), создаваемым вспомогательной электронной пушкой. При изменении потенциала U_p катода этой пушки от нуля до некоторого положительного значения относительно потенциала металлической подложки мишени происходит уменьшение энергии приходящих на мишень электронов. Можно подобрать U_p равным положительному стационарному потенциалу $U_{t\text{ст}}$ мишени. С этого момента на поверхности мишени начнется нейтрализация поверхностного заряда, а следовательно, падение напряженности поля в слое, что, в свою очередь, вызовет резкое уменьшение тока малтеровской эмиссии. Определяя потенциал катода пушки U_p , при котором начинается спад тока эмиссии, можно с точностью до величины контактной разности потенциалов и немоноэнергетичности первичного пучка судить о потенциале поверхности диэлектрического слоя.

Методика определения потенциала эмиттирующей поверхности диэлектрика (пористый слой MgO), использованная в [37], основана на том, что при постоянной разности потенциалов U_c между подложкой мишени и коллектором ток эмиссии меняется линейно с изменением расстояния d между ними. При уменьшении d значение U_c^* , необходимое для поддержания той же величины коллекторного тока i_c , уменьшается. Экстраполяция зависимости $U_c^*(d)$, снятой при $i_c = \text{const}$, к нулевому значению расстояния d позволяет определить стационарный потенциал поверхности $U_{t\text{ст}}$ по отношению к подложке. Аналогичный метод определения потенциала поверхности диэлектрика был применен в [38] при изучении ВЭУП.

Потенциал поверхности диэлектрика оказывает определяющее влияние на энергию эмиттируемых истинно-вторичных или малтеровских электронов. Измерение распределения по энергиям электронов, испущенных заряженной мишенью, позволяет в некоторых случаях определить величину потенциала мишени $U_{t\text{ст}}$. В работах [4, 12, 39—41] потенциал поверхности определялся по излому кривой задержки вторичного тока, измеряемого с помощью цилиндра Фарадея. Величина тормозящего потенциала, при котором наступает излом кривой задержки, характеризует величину потенциала поверхности диэлектрика. В [24] потенциал поверхности мог быть определен из кривой распределения электронов по энергиям, снятой с помощью магнитного энергоанализатора. Сдвиг нуля отсчета энергии кривой распределения по отношению к разности потенциалов между подложкой и коллектором задает величину падения напряжения в слое диэлектрика.

е) **Квазистационарные методы изучения зарядки диэлектрических поверхностей.** Для изучения кинетики зарядки диэлектрических поверхностей описанными выше методами необходимо об-

лучать мишень электронным пучком очень малой интенсивности. Этот путь был использован авторами [42], предложившими метод определения коэффициента ВЭЭ σ , основанный на измерении временного хода потенциала поверхности диэлектрика (см. § 3 гл. VII). Потенциал поверхности мишени как функция времени $U_t(t)$ фиксировался с помощью электрометра с большим входным сопротивлением ($R_B \gg R_t$). Скорость изменения потенциала поверхности мишени dU_t/dt выбиралась настолько малой (квазистационарный режим), что шунтирующим действием входной емкости электрометра можно было пренебречь. Собственная емкость электрометра C_B была порядка 7 пФ, емкость мишени C_t — порядка 500 пФ (слюда толщиной около 10 мкм облучалась пучком электронов с сечением около 1 см²). Так как распределение потенциалов на последовательно включенных емкостях C_t и C_B обратно пропорционально этим емкостям, то можно считать, что показания электрометра достаточно точно отражают величину потенциала поверхности U_t . Перед началом измерений на вход электрометра подавался определенный потенциал на время, достаточное для выравнивания потенциала поверхности с потенциалом подложки через конечное сопротивление слюды R_t .

При квазистационарном режиме зарядки мишени можно регистрировать изменения потенциала поверхности также с помощью метода ЭЛВ благодаря малой инерционности электронного пучка. Однако значительное увеличение времени зарядки может привести к заметным ошибкам, если постоянная цепи утечки мишени $\tau_t = R_t C_t$ сравнима с временем проведения измерений. При длительном облучении диэлектрика стационарным пучком электронов вследствие диссоциации соединения и образования радиационных дефектов могут изменяться коэффициент ВЭЭ σ , а также поверхностная и объемная проводимость мишени, что будет приводить к неконтролируемому изменению тока зарядки.

ж) Оценка статических и квазистатических методов измерения потенциала поверхности диэлектрика. Описанные выше методы измерения потенциала диэлектрической поверхности дают, как правило, возможность определять некоторый средний установившийся или медленно меняющийся (квазистационарный) потенциал мишени $U_{\text{ст}}$. В большинстве случаев эти методы не учитывают возможное неравномерное распределение потенциала по поверхности диэлектрика. При измерениях методом ЭЛВ сила, отклоняющая измерительный луч, является равнодействующей сил всех зарядов на поверхности (и их электрических изображений в подложке и сетке-коллекторе), причем эта сила меняется при перемещении луча над поверхностью. Поскольку распределение зарядов и их изображений может быть очень сложным, количественная интерпретация кривой, вычерчиваемой измерительным лучом на экране, также очень сложна [26].

Из описанных методов лишь метод зондов и метод ЭЛВ позволяют получать некоторую информацию о кинетике зарядного пятна и о распределении потенциала в случае неравномерно заряженной поверхности диэлектрика. Однако эти методы не могут считаться достаточно точными при количественной оценке величины $U_t(x, y, t)$.

Статические и квазистатические методы не дают возможности получать сведения о кинетике быстро протекающих процессов зарядки диэлектриков, так как это связано с необходимостью фиксировать изменения величины заряда и потенциала поверхности за очень малые (порядка микросекунд) промежутки времени.

§ 2. Импульсные методы измерения потенциала поверхности диэлектриков

При обычно используемых параметрах мишени (ρ , ϵ , σ , L), электронного пучка (i_p , E_p , $r_{эфф}$) и напряженности коллекторного поля ($E_c \sim U_c/d$) время сохранения полного отбора вторичного тока τ_m при положительной зарядке мишени не превышает 1 — 100 мкс. Для исследования кинетики зарядки диэлектрических мишеней наиболее целесообразно использовать режим прямоугольных микросекундных импульсов, т. е. посылать на мишень вполне определенные порции электричества: $Q_p = i_p \tau_p$. Первые измерения потенциала зарядки при импульсном режиме облучения были проведены Кнолем [43] и Хейманом [44]. Влияние зарядки поверхности диэлектрика на форму импульса вторичного тока при облучении мишени прямоугольными импульсами первичного тока рассматривалось в работе Мак-Кея [45], а также Джонсона и Мак-Кея [46]. Методы количественного исследования кинетики накопления и стекания заряда, измерения потенциала зарядки U_t и распределения потенциала по поверхности $U_t(x, y)$ были предложены в работах [47 — 55]. Эти методы основаны либо на анализе временных изменений вторичного тока при облучении мишени одиночными прямоугольными импульсами первичного тока [48], либо на анализе вторичного (разностного) тока вспомогательного, хорошо сфокусированного электронного луча малой интенсивности, бомбардирующего мишень в режиме одиночных импульсов. Этот электронный пучок использовался в качестве зонда, позволяющего по амплитуде импульса разностного тока, создаваемого в измерительной цепи, судить о потенциале любой заданной точки (x, y) диэлектрической мишени [47, 49 — 52].

Для определения среднего установившегося потенциала зарядки $\bar{U}_{ист}$ необходимо знать эффективный радиус зарядного пятна на $r_{эфф}$ (см. рис. 1.33). В связи с этим важно исключить или свести

к минимуму возможные изменения $\tau_{эфф}$ в процессе возникновения зарядного пятна. Этого можно достигнуть, помещая перед исследуемой поверхностью на очень малом расстоянии d от нее мелкоструктурную («барьерную») сетку, препятствующую перераспределению вторичных электронов по поверхности мишени. Наиболее надежные результаты о величине $\bar{U}_{tст}$ могут быть получены, если пучок первичных электронов расфокусирован и перекрывает всю поверхность мишени (S_t точно известна) [48]. Распределение плотности тока по сечению электронного пучка обычно близко к гауссовскому. Поэтому центральная часть пучка может считаться приблизительно однородной по плотности тока. Выделяя эту часть тем или иным способом, можно проводить исследования в условиях практически однородного по плотности пучка: $\eta(x, y) \approx \text{const}$.

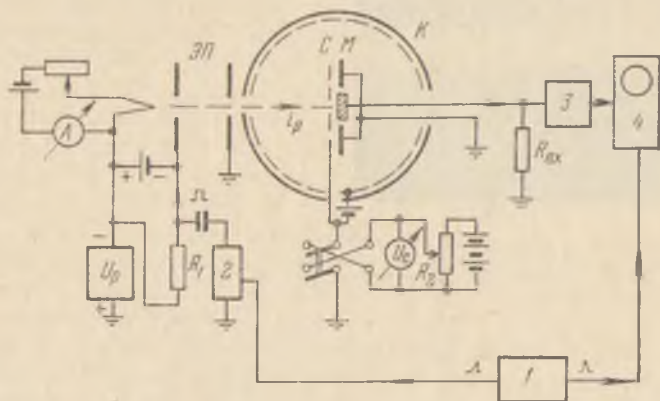


Рис. 6. Блок-схема установки для исследования кинетики возникновения зарядного пятна на поверхности диэлектрика [48]. 1 — генератор пусковых импульсов (синхронизатор), 2 — генератор прямоугольных импульсов, 3 — усилитель импульсов, 4 — осциллограф.

В работе [48] для этой цели использовалась специальная конструкция мишени (рис. 6), с помощью которой из расфокусированного пучка первичных электронов диаметром 12 — 15 мм поверхностью диэлектрика, помещенного на металлическую подложку, вырезалась лишь средняя часть пучка диаметром 5 — 6 мм. Остальная часть пучка попадала на заземленное металлическое кольцо, окружающее мишень. Наряду со сферическим коллектором вторичных электронов в работе [48] в качестве коллектора использовалась мелкоструктурная растровая сетка C , которая могла при помощи специального устройства легко устанавливаться на различных расстояниях d от поверхности диэлектрика. Использовались одиночные прямоугольные импульсы первичного тока большой длительности (100 — 250 мкс), что позволяло измерять характеристические времена зарядки τ_m и τ_0 (см. § 6 гл. I).

На рис. 7, а в качестве примера показана последовательность импульсов разностного тока $i_s - i_p$ длительностью 100 мкс с интервалом между импульсами в 1 с. Эта осциллограмма получена

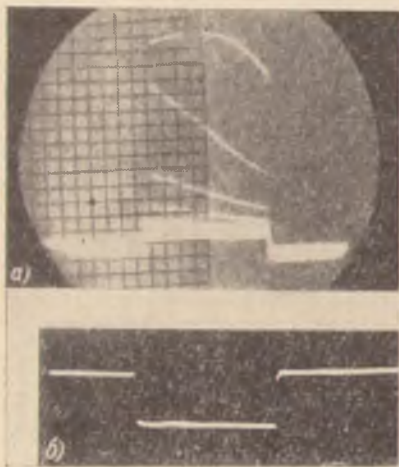


Рис. 7. Типичные осциллограммы импульсов разностного (а) и первичного (б) токов при зарядке диэлектрической мишени электронным пучком [48].

для мишени из слюды ($L = 20$ мкм), находящейся при комнатной температуре, при облучении ее пучком электронов с энергией $E_p = 1$ кэВ и плотностью тока $j_p = 2 \cdot 10^{-6}$ А/см². На сферический коллектор ($R_{сф} = 60$ мм) было подано напряжение $U_c = 300$ В. Видно, что амплитуда первого (верхнего) импульса остается приблизительно неизменной (или даже слегка возрастает) в течение ~ 60 мкс. Затем следует характерный излом в вершине импульса (момент $t = \tau_m$) и медленный спад зарядного тока, продолжающийся в течение 5 — 6 импульсов (500 — 600 мкс). Видно также, что амплитуда, соответствующая началу 2-го, 3-го и т.д. импульсов, приблизительно совпа-

дает с конечной амплитудой предшествующего импульса. Это связано с тем, что в данных условиях за время между импульсами, равное 1 с, стеканием заряда с поверхности можно пренебречь. После того как вторичный ток i_s перестает заметно изменяться (яркий импульс на рис. 7, а), на поверхности мишени устанавливается некоторое квазистационарное состояние (момент $t = \tau_0$). Пользуясь осциллограммами разностного тока, можно определить заряд Q_t , накопленный на поверхности к любому моменту времени t , как площадь импульсов, равную

$$Q_t(t) = \int_0^t [i_s(t') - i_p] dt'. \quad (1)$$

Кроме измерения времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ_m , времени τ_0 установления квазиравновесного состояния и заряда $Q_t(t)$, установка, использовавшая в [48], дает возможность измерять время полной разрядки мишени, заряженной до некоторого начального потенциала $\bar{U}_{ист} = Q_t(t)/C_t$. Посылая на мишень два или более импульсов первичного тока, разделенных некоторым промежутком времени Δt_0 , можно, варьируя этот промежуток, добиться полного воспроизведения формы и

величины предыдущего импульса разностного тока последующим (см. рис. I.35, *в*). Это возможно лишь в том случае, когда заряд, накапливаемый на мишени за время длительности импульса τ_p , успевает полностью стекать в промежутке между импульсами*). Минимальное время между посылками импульсов, необходимое для полного восстановления формы и величины импульсов зарядного тока, представляет собой время разрядки $\Delta\tau_0$.

Надежные данные о кинетике зарядки с помощью описанного выше метода можно получить лишь при условии, что входные цепи ($R_{вх}$, $C_{вх}$) и усилительный тракт не вносят существенных искажений в форму исследуемых сложных импульсных сигналов (см. § 6 гл. VII).

Любиным [50] был разработан импульсный метод измерения поверхностного потенциала U_i и сопротивления R_i высокоомных полупроводниковых слоев. Метод основан на облучении поверхности мишени двумя электронными пучками ЭП1 и ЭП2 (рис. 8).

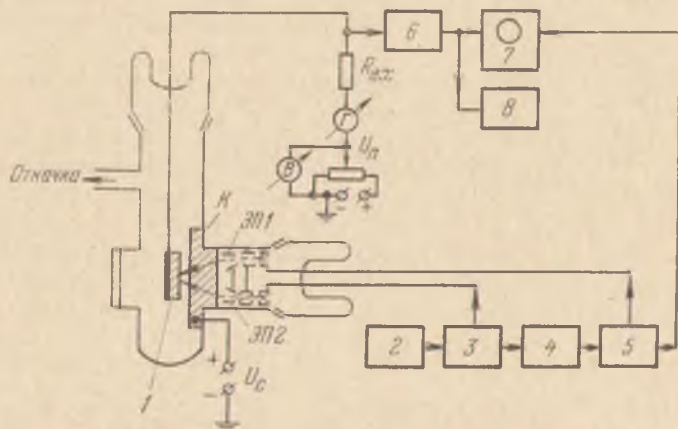


Рис. 8. Блок-схема установки для измерения потенциала поверхности и сопротивления высокоомных полупроводников [50].

Электронный пучок пушки ЭП1 отпирается короткими импульсами, подаваемыми на модулятор. Длительность импульсов, частота их повторения и ток пучка выбираются так, чтобы этот пучок играл роль электронного зонда и сам не изменял заметно потенциала поверхности. Короткие отпирающие импульсы на модулятор первой пушки подаются с генератора 5 сдвинутых импульсов. Од-

*) В случае высокоомных полупроводниковых и диэлектрических мишеней для ускорения разрядки необходимо нагревать мишень. Например, в вышеприведенном случае мишени из слюды для сокращения времени разрядки $\Delta\tau_0$ до ~ 1 с необходимо повышать температуру мишени до $400-500^\circ\text{C}$ [48].

повременно блок 5 вырабатывает импульс для запуска развертки осциллографа 7. Импульсы с входного сопротивления $R_{вх}$, включенного в цепь подложки, поступают на предварительный усилитель 6, а затем на осциллограф 7 или импульсный вольтметр 8. Последний приспособлен для регистрации входных импульсов с малой частотой повторения (1 — 3 Гц), а также одиночных импульсов (датчик 2) [57] (см. подробнее § 1 гл. XI). Напряжение $U_{п}$ на подложке (сигнальной пластине 1) могло изменяться в широких пределах с помощью цепи, показанной на рис. 8 (3 — генератор широкого прямоугольного импульса, 4 — блок регулируемой задержки). В случае незаряженной поверхности мишени

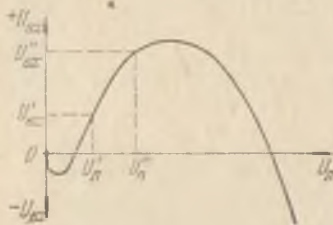


Рис. 9. Зависимость величины входного сигнала $U_{вх}$ от потенциала сигнальной пластины $U_{п}$ при постоянных значениях тока пучка и потенциала коллектора («эталонная» характеристика) [50].

(при запертой заряжающей пушке ЭП2) величина входного сигнала $U_{вх}$ и его полярность при заданных величинах первичного тока i_p и потенциала коллектора U_c определяются величиной потенциала сигнальной пластины $U_{п}$.

Зависимость $U_{вх}$ от $U_{п}$ при $i_{p1} = \text{const}$ и $U_c = \text{const}$ имеет вид кривой, изображенной на рис. 9. Ход этой кривой легко может быть объяснен с учетом зависимости коэффициента ВЭД σ от ускоряюще-

го напряжения U_p при $U_c = \text{const}$. Имея подобную «эталонную» кривую, можно определять средний потенциал поверхности мишени по изменению величины входного сигнала $U_{вх}$:

$$U_{t \text{ ст}} = U_{п} (U_{вх}^{\prime\prime}) - U_{п} (U_{вх}^{\prime}) = U_{п}^{\prime\prime} - U_{п}^{\prime}, \quad (2)$$

где $U_{вх}^{\prime}$ и $U_{вх}^{\prime\prime}$ — величины сигналов, соответственно в случае незаряженной и заряженной поверхности.

Измеряя с помощью гальванометра G величину сквозного тока $i_{гст}$, протекающего через диэлектрик, можно определить сопротивление слоя

$$R_t = \frac{(U_{п}^{\prime\prime} - U_{п}^{\prime})}{i_{г \text{ ст}}} = \frac{U_{t \text{ ст}}}{i_{г \text{ ст}}}. \quad (3)$$

Импульсы зондирующего пучка дают возможность исследовать кинетику изменения потенциала поверхности $U_t(t)$. Например, посылая на мишень через определенные интервалы времени зондирующие импульсы и выключив заряжающий пучок, можно по изменению амплитуды импульсов $U_{вх}^{\prime\prime}$ (которые будут при этом постепенно стремиться к $U_{вх}^{\prime}$) судить о временном ходе потенциала поверхности $U_t(t)$.

Точность определения сопротивления слоя R_t с помощью рассматриваемого метода существенно зависит от точности перекрытия зондирующего и заряжающего пучков на поверхности мишени. В [50] относительное несовпадение диаметров пучков составляло не более 20% и могло быть значительно уменьшено путем установки вблизи исследуемой поверхности специальной ограничивающей диафрагмы. Эта мера приводит также к более равномерному распределению потенциала по поверхности зарядного пятна. Точность измерения U_t и R_t зависит, также от: 1) крутизны выбранного участка «эталонной» характеристики $U_{вх}(U_{п})$, 2) соотношения токов пучков i_{p1} и i_{p2} , 3) чувствительности индикаторных устройств и 4) стабильности усилительного тракта.

Двухлучевой метод измерения сопротивления R_t и емкости C_t диэлектрических и высокоомных полупроводниковых мишеней (рис. 10), предложенный Македонским [51], отличается от выше-

описанного тем, что он представляет собой импульсный вариант метода Андерсона [58]. Снятие кривых задержки тока электронного пучка малой энергии на мишень позволяет измерять потенциал диэлектрика с точностью до 0,1 В. Зондирующий электронный луч ($U_{p1} \geq 0,5$ В) создается пушкой ЭП1 (диаметр пятна на мишени 3 мм). Экранировка низковольтного пучка от лабораторного магнитного поля производилась с помощью пермаллового экрана. Пушка ЭП2 ($U_{p2} = 300-450$ В, диаметр пятна 1,7 см) служит для зарядки диэлектрика. Контроль пятен обеих пучек осуществляется с помощью люминофорного экрана M_2 , расположенного рядом с исследуемым слоем M_1 . Пушка ЭП1 работает в импульсном режиме с длительностью импульса $\tau_p = 80$ мкс при частоте повторения 0,3—1 имп/с и дает импульсный ток $i_{p1} \approx 5 \cdot 10^{-10}$ А. При этом изменение измеряемого потенциала мишени за время одного измерения не превышает $(3-5) \cdot 10^{-3}$ В.

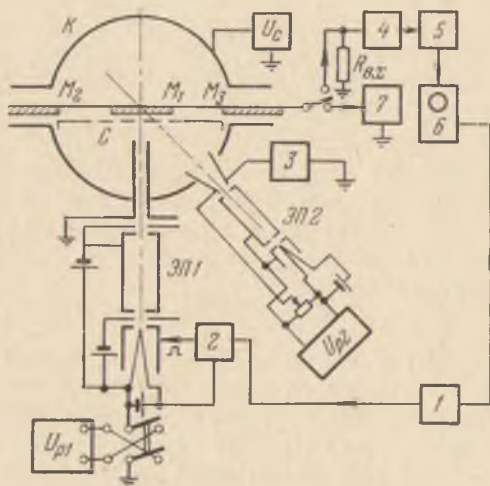


Рис. 10. Блок-схема установки для измерения потенциала поверхности, сопротивления и емкости диэлектрического слоя с применением импульсного варианта метода Андерсона [51]. 1 — блок запуска, 2 — генератор прямоугольных импульсов, 3 — источник отклоняющего напряжения, 4 — предусилитель, 5 — основной усилитель, 6 — осциллограф, 7 — электрометр для измерения сквозного тока.

Как показали измерения с металлической мишенью, участок спада первичного тока составлял 1,5—4,5 В при изменении потенциала коллектора K от 50 до 240 В. Пушка ЭП1 имеет длинное сопло для уменьшения влияния поля коллектора на зондирующий пучок. Контрольные измерения с помощью эталонных RC -цепей и батарей показали, что общая погрешность измерений не превышает 10%.

Полный ток через слой диэлектрика складывается из тока смещения i_t и сквозного тока проводимости $i_{гст}$:

$$I_t = i_t + i_{гст} = C_t dU_t^+ / dt + U_t^+ / R_t, \quad (4)$$

где U_t^+ — положительный потенциал слоя в момент времени t . В начальной стадии зарядки, когда потенциал U_t^+ мал, сквозным током можно пренебречь, поскольку R_t для диэлектриков заведомо очень большая величина. Тогда

$$i_t = C_t dU_t^+ / dt \approx C_t \Delta U_t^+ / \Delta t. \quad (5)$$

Отсюда можно определить емкость слоя:

$$C_t = \frac{i_t}{dU_t^+ / dt} \approx \frac{i_t \Delta t}{\Delta U_t^+}. \quad (6)$$

В конце процесса зарядки, наоборот, $dU_t^+ / dt \rightarrow 0$. Следовательно, в этом случае ток I_t в цепи мишени превращается в сквозной (стационарный) ток $i_{гст} = U_{tст} / R_t$. Отсюда можно определить сопротивление слоя

$$R_t = U_{tст} / i_{гст}, \quad (7)$$

где $U_{tст}$ — стационарный потенциал поверхности диэлектрика. Ток i_{p2} при измерении сопротивления и емкости диэлектрика выбирался таким, чтобы возникающий при зарядке равновесный потенциал слоя $U_{гст}$ был много меньше потенциала коллектора U_c .

Нулевой импульсный метод измерения распределения потенциала в пределах неравномерно заряженного участка диэлектрической мишени был предложен Упатовым [47]. В определенную точку (x, y) неравномерно заряженной диэлектрической мишени, перед которой на малом расстоянии помещается коллекторная мелкоструктурная сетка, посылается хорошо сфокусированный зондирующий электронный пучок. Бомбардировка зондирующим пучком производится в течение столь малого промежутка времени τ_p , чтобы при выбранном токе пучка i_p и энергии первичных электронов E_p можно было пренебречь изменением потенциала $U_t(x, y)$ бомбардируемого участка мишени. Если энергия электронов E_p выбрана с таким расчетом, что $\sigma > 1$, то амплитуда импульса тока в цепи сигнального электрода будет определяться условиями отбора вторичных электронов на сетку-коллектор, т. е. разностью

потенциалов между сеткой (U_c) и поверхностью мишени (U_t). При $U_c - U_t > 0$ на входном сопротивлении $R_{вх}$ возникает импульс напряжения $U_{вх}$ положительной полярности (рис. 11). Если потенциал сетки U_c ниже потенциала поверхности U_t на величину, превышающую некоторое критическое значение ΔU_s^* (ΔU_s^* — равновесный потенциал поверхности диэлектрика, приобретаемый им при $U_c = 0$)*), то на сопротивлении $R_{вх}$ возникнет импульс отрицательной полярности ($\sigma_{эфф} < 1$).

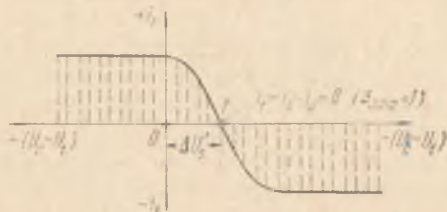


Рис. 11. Изменение амплитуды и полярности импульсов разностного тока с изменением разности потенциалов между коллекторной сеткой и поверхностью мишени.

При условии, что $U_c - U_t = \Delta U_s^*$, импульс тока в цепи сигнальной пластины будет отсутствовать, так как в этом случае число пропускаемых на сетку вторичных электронов равно числу первичных электронов, попадающих на мишень ($\sigma_{эфф} = 1$). Меняя потенциал сетки U_c и фиксируя его в момент исчезновения импульса разностного тока зондирующего пучка, можно измерять потенциал мишени (с точностью до равновесного потенциала ΔU_s^*)

$$U_t = U_{c0} + \Delta U_s^*, \quad (8)$$

где U_{c0} — значение потенциала сетки-коллектора, при котором амплитуда импульса тока в цепи мишени при бомбардировке ее зондирующим пучком равна нулю. Зондирующий пучок может несколько изменять потенциал мишени в бомбардируемой точке и ее окрестностях. Верхняя граница изменения потенциала в точке мишени, соответствующей центру зондирующего пучка, равна

$$\delta U_t = i_p (\sigma_{эфф} - 1) n_p \tau_p C_p^{-1}, \quad (9)$$

где i_p — первичный ток зондирующего луча, n_p — число зондирующих импульсов, τ_p — длительность одного импульса, C_p — емкость участка мишень — подложка в форме круга радиусом r_p .

Для определения потенциала сетки U_{c0} , при котором импульс тока в цепи мишени отсутствует, зондирующий пучок обычно отпирается 3—5 раз [47]. При $i_p = 10^{-8}$ А, $\sigma_{эфф} = 2$, $\tau_p = 10^{-6}$ с, $C_p = 0,5$ пФ ($\epsilon = 5$, $L = 30$ мкм, $r_p = 0,4$ мм) величина δU_t

) В случае диэлектриков при $E_p^I < E_p < E_p^{II}$ величина равновесного потенциала порядка 2—5 В. При $\sigma \rightarrow 1$ $\Delta U_s^ \rightarrow 0$ (см. § 6 гл. I). В соответствии с [59] $\Delta U_s^* = \bar{U}_s \ln \sigma$, где \bar{U}_s — постоянная, характеризующая среднюю энергию вторичных электронов.

не превышает 0,1 В. Наличие мелкоструктурной сетки в непосредственной близости от диэлектрической поверхности сводит к минимуму эффект перераспределения вторичных электронов («засев») между различными участками мишени.

Конечная ширина зондирующего пучка накладывает ограничение на эффективный радиус зарядного профиля $r_{\text{эфф}}$, распределение потенциала по которому измеряется данным методом. Очевидно, что такие измерения имеют смысл только при условии $r_{\text{эфф}} \gg r_p$. Как показано в [47], погрешность ΔU_{c0} , с которой производится измерение критического потенциала сетки U_{c0} (а следовательно, и погрешность измерения потенциала мишени), зависит от градиента потенциала исследуемого потенциального профиля. В частном случае, при значениях σ , близких к двум, относительная погрешность измерения потенциала в работе [47] составляла менее 10% для точек, имеющих значение потенциала $U_t > 20$ В. Как показано в [47], величина заряда пятна, вычисленная по потенциальному рельефу с точностью до 5–10%, совпадает с величиной заряда Q_t , измеренной по зарядному току i_t и времени бомбардировки t (см. формулу (1)).

В работе [52] распределение потенциала $U_t(x, y, t)$ в положительных и отрицательных зарядных пятнах измерялось нулевым импульсным методом, который был дополнен развертыванием узкого зондирующего луча по мишени. При переходе к подвижному зондирующему лучу возрастает точность измерений, повышается скорость снятия кривых и отпадает необходимость в сложном устройстве [47], предназначенном для определения положения зондирующего луча на исследуемой мишени. Рассмотрим положительное зарядное пятно гауссовой формы и однородное поле коллектора E_c (в качестве коллектора обычно применяется плоская мелкоструктурная сетка *). Пусть коэффициент ВЭД диэлектрика $\sigma > 1$. Пространство над зарядным пятном условно разобьем на три области (рис. 12) и рассмотрим нормальную составляющую суммарного электрического поля $E_{z\text{сум}}$ в каждой из этих областей.

В области I и III поле коллектора E_c преобладает над полем зарядного пятна E_{pz} (рис. 12, б). Вследствие этого суммарное поле $E_{z\text{сум}}$ является для вторичных электронов ускоряющим, а эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии $\sigma_{\text{эфф}} > 1$. Поэтому при прохождении зондирующего луча через области I и III на входном сопротивлении за счет разностного тока зондирующего пучка i_t возникают импульсы положительной полярности (рис. 12, в). Поскольку в точках а и б поле $E_{z\text{сум}} = 0$, то допустимо считать, что в момент попадания зондирующего луча в

*) Поле коллектора можно считать однородным, если не учитывать микрооптику сетки. Это допустимо при расстоянии мишень — сетка $d \gg \Delta_c$, где Δ_c — шаг сетки.

эти точки ток i_t приблизительно равен нулю (коэффициент $\sigma_{эфф} = 1$). В действительности за счет влияния начальных скоростей вторичных электронов разностный ток достигает нулевого зна-

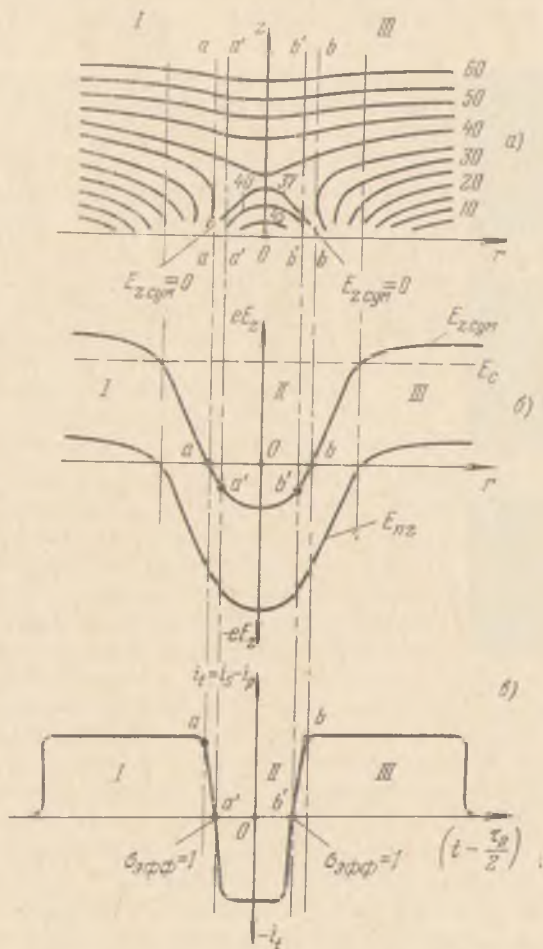


Рис. 12. Пояснение принципа получения данных о потенциальном профиле неоднородно заряженного пятна [52]: а) картина электрического поля над колоколообразным положительным зарядным пятном (цифры у эквипотенциалей — в вольтах), б) распределение нормальной составляющей напряженности электрического поля пятна $E_{нз}$ и суммарного поля $E_{зсум} = E_{нз} - E_c$ в области над пятном, в) вид импульса разностного тока, возникающего при прочерчивании зарядного пятна узким зондирующим пучком

чения в точках a' и b' . В области II тормозящее поле положительного зарядного пятна преобладает над ускоряющим полем коллектора, вследствие чего коэффициент $\sigma_{эфф} < 1$. При облучении

этой области зондирующим лучом возникает импульс отрицательной полярности.

Изменяя потенциал коллектора U_c при фиксированном расстоянии мишень — коллектор d , можно для каждого значения $U_c = \text{const}$ получить серию осциллограмм (рис. 13) импульсов разностного тока $i_t(r)$, где r — координаты точек зарядного пятна, облучаемых зондирующим лучом. Эти координаты жестко связаны со временем, поскольку развертывание зондирующего луча, осуществляемое с постоянной линейной скоростью v_p (в работе [52] $v_p = 0,2$ мм/мкс), начинается с края мишени одновременно с отпиранием зондирующего луча.

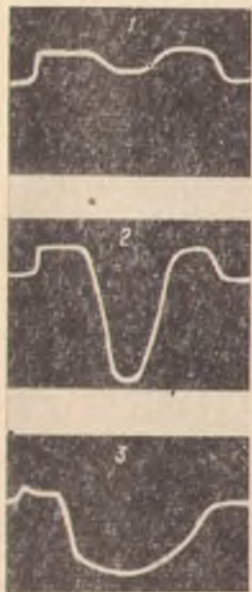


Рис. 13. Типичные осциллограммы импульсов разностного тока, наблюдаемые при зондировании колоколообразного положительного зарядного пятна, созданного на диэлектрике [52]. Время зарядки и потенциал поверхности возрастают от 1 к 3.

Развитием этого метода является применение растровой развертки зондирующего луча по мишени в режиме «одиночных кадров». Набор осциллограмм $i_t(x)_{y=\text{const}}$ для каждой строки позволяет определить все точки мишени, в которых $i_t = 0$, т. е. $U_t(x, y) \approx U_{c0} + \Delta U_s$. Если каждый новый кадр снимать при отличающихся значениях U_{c0} , то по полученным осциллограммам, определяя точки, где $i_t = 0$, легко восстановить распределение потенциала $U_t(x, y)$ по всей поверхности мишени. Такие измерения могут выполняться как для случая положительного зарядного пятна ($U_c > 0$, $\sigma_{\text{эфф}} > 1$), так и для случая отрицательного пятна ($U_c < 0$, $\sigma_{\text{эфф}} < 1$). Обработку результатов такого эксперимента и вывод на экран ЭЛТ информации о функции распределения потенциала по поверхности можно производить автоматически, используя запоминающее устройство ЭВМ (см. § 7 гл. XI).

Нулевой импульсный метод, особенно его вариант, описанный в [52], может быть применен для изучения кинетики возникновения (или исчезновения) зарядного пятна. Для этого необходимо снимать осциллограммы типа 1—3, приведенные на рис. 13, либо для различных моментов облучения мишени заряжающим электронным пучком, либо в различные моменты после создания зарядного пятна. В частности, описываемая методика позволяет выделить фазу «оседания» пятна без изменения его формы от фазы «растекания» заряда по поверхности диэлектрика при прогреве мишени до различных температур и в течение различных промежутков времени.

В работах [54—56, 60] описаны импульсные и квазистатические методы, позволяющие определять поверхностный потенциал мишеней стандартных электронно-лучевых трубок (графеконов, видиконов и др.).

§ 3. Измерение потенциала поверхности с помощью зеркального электронного микроскопа

Малем [61] в 1937 г. был предложен метод определения потенциала мишени, основанный на отражении от нее электронного пучка. Пучок электронов посылается нормально к поверхности заряженной мишени. Меняя потенциал металлической подложки диэлектрической мишени относительно катода электронной пушки, находящегося над отрицательным потенциалом — U_p , можно подобрать такое его значение U_0 , при котором электронный пучок начинает отражаться от поверхности. Условием отражения, очевидно, является следующее неравенство:

$$U_p = U_{\text{тст}} - U_0 \leq 0, \quad (1)$$

позволяющее непосредственно определить потенциал заряженной поверхности мишени $U_{\text{тст}}$. Малем был предложен также метод электронно-оптического наблюдения за состоянием заряженной поверхности диэлектрика [62].

Метод «электронного зеркала», в котором в качестве «зеркального» электрода используется исследуемый образец, получил в настоящее время широкое распространение не только для качественного наблюдения электрических и магнитных микрополей, но и для количественного их измерения [63—66].

В зеркальном электронном микроскопе (ЗЭМ) зондирующий электронный пучок не попадает непосредственно на поверхность исследуемой мишени. Он взаимодействует лишь с электрическим полем над поверхностью, «прощупывает» потенциальный рельеф, связанный как с шероховатостью поверхности, так и с собственными микрополями (в случае гладкой поверхности). ЗЭМ — это очень чувствительный электронный инструмент для бесконтактного изучения геометрического, потенциального, а также магнитного рельефа поверхности. Чувствительность ЗЭМ выше, чем у растрового электронного микроскопа (РЭМ), использующего вторично-эмиссионное изображение мишени. Дело в том, что в ЗЭМ электроны зондирующего пучка дважды (туда и обратно) проходят через исследуемое микрополе. Меняя разность потенциалов между образцом и катодом электронной пушки, т. е. подавая на образец «напряжение смещения» U_0 , можно останавливать электроны на любой высоте z над образцом. Это еще одно преимущество ЗЭМ, позволяющее не только находить распределение потенциала

на поверхности образца $U_i(x, y)$, но и измерять $U(x, y, z)$ на различной высоте z над поверхностью.

Разрешающая способность лучших ЗЭМ достигает $100 - 150 \text{ \AA}$, а чувствительность $1 - 15 \text{ мВ}$. Упрощенные варианты ЗЭМ позволяют измерять потенциалы с точностью до $0,1 \text{ В}$ при локальности лучше 1 мкм [64]. В работе [67] описан сверхвысоковакуумный ЗЭМ ($p \sim 2 \cdot 10^{-10}$ тор), который одновременно мог использоваться как эмиссионный, отражательный и зеркальный микроскоп, а также как электронограф для ДМЭ. Ченг [68] в качестве «сферического» ЗЭМ использовал установку для ДМЭ. Предварительно малый участок диэлектрика заряжался отрицательно пучком быстрых электронов ($E_p > E_p^{\text{II}}$). При уменьшении E_p на сферическом коллекторном экране, покрытом люминофором, можно было наблюдать зеркальное изображение поверхности этого участка, увеличенное в 10^3 раз. Разрешение этого ЗЭМ составляло 5 мкм .

Каспер и Вилска [69] разработали для низковольтного просвечивающего микроскопа усилитель яркости изображения с накоплением заряда. В этом приборе слабое изображение вначале записывается в виде потенциального рельефа на зеркальном электроде, а затем считывается электронным пучком большой интенсивности. Разделение пучков производится так же, как в ЗЭМ с магнитной призмой [63, 64].

Седовым [66, 70] разработан общий метод решения задач контроста изображения электрических микрополей. На основе этого метода можно проводить количественные расчеты распределения поля на поверхности образца и на любой высоте над ним по осциллограммам распределения плотности тока на экране ЗЭМ. Такие распределения снимаются при включенном и выключенном микрополе. Определяя смещения ΔR траекторий электронов под действием микрополя и применяя к интегральному преобразованию, описывающему смещение, метод преобразования Фурье с регуляризацией расходящегося интеграла (при $z = 0$), предложенной Тихоновым [71], можно с помощью ЭВМ рассчитать искомые распределения потенциала и поля в p - n -переходах и металлопленочных структурах [72 — 76].

Для наблюдения и измерения распределения поля в различные моменты времени применяется стробоскопический ЗЭМ [77 — 79]. Импульсы напряжения, подаваемые на образец, синхронизируются со стробирующими импульсами, отпирающими электронную пушку (рис. 14). Сдвигая стробирующий импульс относительно импульсов, подаваемых на образец, можно наблюдать на экране любую стадию изучаемого процесса. Например, в [79] таким методом наблюдались и измерялись мгновенные распределения пьезоэлектрических полей на поверхности кварцевой пластинки. С помощью ЗЭМ можно исследовать тонкие диэлектрические слои,

МД- и МДМ-структуры [75, 76, 80, 81]. Массивные диэлектрические мишени с $\rho \geq 10^8$ Ом·см из-за их быстрой зарядки электронным пучком изучать в обычном ЗЭМ затруднительно. Стабилизация потенциала поверхности исследуемого диэлектрика в некоторых случаях может быть достигнута за счет подбора такого напряжения смещения, при котором электронный и ионный токи взаимно компенсируются [82]. Другой способ стабилизации потенциала — напыление на поверхность диэлектрика тонкой пленки полупроводника или металла. Эти методы используются для изучения с помощью ЗЭМ структуры сегнетоэлектриков в широком температурном интервале (переход из сегнетоэлектрического в параэлектрическое состояние в точке Кюри, переполяризация во внешнем поле, зарождение доменов при росте кристаллов, геометрический рельеф, возникающий при переходе титаната бария в сегнетофазу и т. п.) [64].

Для изучения пленочных и полупроводниковых структур Гитаром и др. [83] разработан «микроскоп-вольтметр» со сверхвысоким вакуумом*). Точность измерения потенциала поверхности этим прибором составляет $\sim 1-5$ мВ. Диапазон измеряемых потенциалов — 4 В. Геометрическое разрешение прибора не превышает 10 мкм. Блок-схема микроскопа-вольтметра показана на рис. 15.

Этот метод основан на регистрации очень малых отклонений и расфокусировки электронного пучка при отражении под влиянием поля индуцированных зарядов, появляющихся на поверхности образца. Для регистрации малых отклонений пучка в центре люминесцентного экрана помещен малый цилиндр Фарадея. Ток электронного луча, модулированный частотой 15 кГц, усиливается, а затем детектируется синхронным детектором. На образец, находящийся под небольшим отрицательным потенциалом относи-

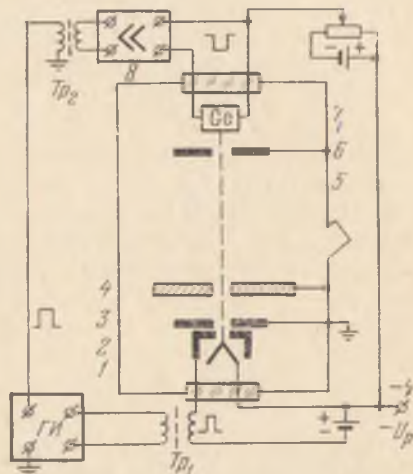


Рис. 14. Блок-схема стробоскопического ЗЭМ [64]. 1—3 — электроды электронной пушки, 4 — люминесцентный экран, 5 — окно для наблюдения, 6 — анодная диафрагма, 7 — исследуемый образец, 8 — усилитель-формирователь, ГИ — генератор импульсов, Тр₁ и Тр₂ — разделительные трансформаторы.

*) В приборах с откачкой диффузионными масляными насосами на поверхности мишени быстро образуются полимерные и оксидные пленки, зарядка которых приводит к искажению результатов измерений.

тельно катода пушки, подается пилообразное напряжение $\Delta U(t)$ с периодом 100 с. Была экспериментально установлена линейная зависимость амплитуды пиков тока на цилиндр Фарадея от потенциала поверхности при его изменении в области порядка 100 мВ. Это позволяет определять потенциал поверхности с точностью до 1 мВ в режиме полного отражения и до 0,1 мВ, если измерять потенциал по максимумам тока, возникающим при попадании пучка на поверхность.

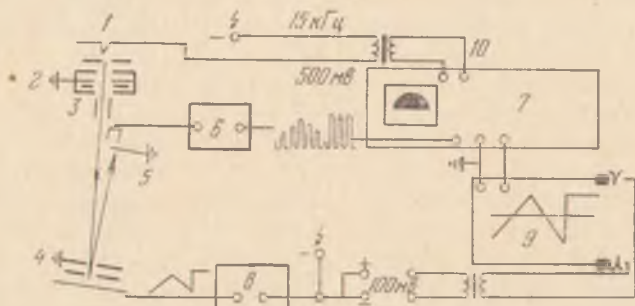


Рис. 15. Блок-схема «микроскопа-вольтметра» [83]. 1 — катод электронной пушки, 2 — электростатический конденсатор, 3 — отклоняющие пластины, 4 — зеркальный объектив, 5 — экран для наблюдения и цилиндр Фарадея (на оси зеркального объектива), 6 — предусилитель, 7 — усилитель и синхронный детектор, 8 — генератор пилообразного напряжения смещения, подаваемого на образец, 9 — регистрирующее устройство, 10 — выход переменного напряжения, модулирующего пучок.

ЗЭМ может использоваться не только как микроскоп-вольтметр, но и как «гауссметр» [64]. Это позволяет визуализировать доменную структуру ферромагнетиков. Были сделаны также попытки измерить распределение магнитного поля внутри доменных границ [84, 85]. ЗЭМ может быть дополнен растровой разверткой зондирующего луча по поверхности. Такие растрово-зеркальные электронные микроскопы (РЗЭМ) находят все большее применение для визуализации микрополей на поверхностях, значительно превосходящих по своим размерам диаметр зондирующего луча [86].

В работе Сапарина и Сливака [87] растровый электронный микроскоп (РЭМ)* с энергией электронов 25–30 кэВ был использован для исследования явления зарядки поверхности диэлектрика и динамики растекания зарядов по поверхности. В РЭМ при $E_p > E_{II}$, несмотря на слабый ток в луче (10^{-9} — 10^{-12} А), происходит накопление отрицательного заряда на поверхности массивного диэлектрика. Заряженные области проявляются на экране в виде ярких светлых пятен произвольной формы и размеров [87].

*) Вопросы растровой электронной микроскопии подробно рассмотрены в [88] (см. также § 6 гл. XI).

Если необходимо устранить зарядку, то приходится либо снижать энергию до $E_p < E_p^{\text{II}}$ (для многих диэлектриков, не являющихся эффективными эмиттерами вторичных электронов $E_p^{\text{II}} \approx 3 - 8 \text{ кэВ}$), либо покрывать образец тонким слоем металла (обычно используются Al или Au толщиной 300 — 400 Å) [88 — 91].

§ 4. Оптические методы измерения потенциала поверхности диэлектрических мишеней

Описанные выше методы нахождения распределения потенциала по поверхности диэлектриков в большинстве своем основаны на влиянии электрического поля заряда, накопленного на поверхности (и его электрического изображения в металлической подложке), на движение электронного пучка в вакууме. Существуют также оптические методы измерения величины и распределения потенциала, основанные на влиянии поля поверхностного заряда на оптические свойства некоторых диэлектрических кристаллов [92 — 96]. Имеются в виду линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса), проявляющийся в изменении показателя преломления вещества, пропорциональном первой степени электрического поля [97—100]. Это явление наблюдается в так называемых электрооптических кристаллах, прозрачных для видимого и инфракрасного света. Типичными представителями таких кристаллов являются пьезоэлектрические кристаллы типа дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP) и дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP). Эффект Поккельса — явление малоинерционное: коэффициент преломления «следит» за частотой прикладываемого поля f вплоть до $f \sim 10 \text{ ГГц}$. Описывается эффект Поккельса линейным изменением в электрическом поле E коэффициентов в уравнении для оптической индикатрисы кристалла [95]:

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (1)$$

где a_{10} , a_{20} , a_{30} — соответствующие главным осям кристалла обратные величины диэлектрических проницаемостей:

$$a_{10} = 1/n_x^2, \quad a_{20} = 1/n_y^2, \quad a_{30} = 1/n_z^2, \quad (2)$$

n_x , n_y , n_z — коэффициенты преломления света вдоль главных осей.

Электрическое поле деформирует и поворачивает эллипсоид оптической индикатрисы. В общем случае главные оси эллипсоида уже не будут совпадать с главными осями кристалла. Изменение коэффициентов индикатрисы $\Delta_k = a_k - a_{k0}$ линейно связано с полем:

$$\Delta_k = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad (3)$$

где $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$, $a_{40} = a_{50} = a_{60} = 0$. Коэффициенты r_{kn}

образуют тензор третьего ранга [99]. В одноосных кристаллах класса $\bar{4}2m$, к которым относятся ADP и KDP, из 18 компонент тензора $[r_{kn}]$ лишь три отличны от нуля: $r_{52} = r_{41}$ и r_{63} . Это связано с тем, что в кристаллах ADP и KDP

$$a_{10} = a_{20} = 1/n_0^2; \quad a_{30} = 1/n_e^2, \quad (4)$$

где n_0 и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. Для кристалла KDP $r_{63} = 1,05 \cdot 10^{-9}$ см/В, а $r_{41} = 0,88 \cdot 10^{-9}$ см/В.

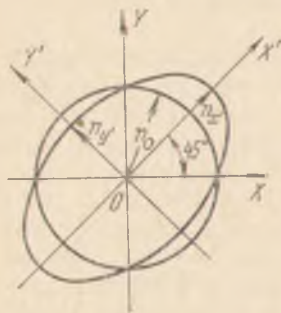


Рис. 16. Сечение оптической индикатрисы одноосного кристалла плоскостью $Z = 0$ и деформация этого сечения в электрическом поле, направленном по оси Z [95].

Направим электрическое поле вдоль оси OZ , совпадающей с оптической осью кристалла, тогда $E_x = E_y = 0$, $E_z = E$. Сечение оптической индикатрисы плоскостью $z = 0$ при $E = 0$ представляет собой окружность.

При $E \neq 0$ круг превращается в эллипс с главными осями OX' и OY' , составляющими угол 45° с осями OX и OY (рис. 16). В результате этого кристалл становится двуосным с различными показателями преломления n_x' и n_y' вдоль новых осей OX' и OY' :

$$\begin{aligned} n_x' &= 1/\sqrt{a_{10} - r_{63}E} \approx n_0 + 1/2 n_0^3 r_{63} E, \\ n_y' &= 1/\sqrt{a_{10} + r_{63}E} \approx n_0 - 1/2 n_0^3 r_{63} E. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае продольного электрооптического эффекта (свет распространяется вдоль оси OZ) скорости световых волн с двумя различными направлениями поляризации (по оси OX' или по оси OY') соответственно равны

$$\begin{aligned} v_{x'} &= \frac{c}{n_0} \left(1 + \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E \right)^{-1}, \\ v_{y'} &= \frac{c}{n_0} \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где c — скорость света в вакууме. После прохождения через кристалл между этими двумя волнами возникнет сдвиг фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) l = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U, \quad (7)$$

где λ — длина волны света в вакууме, l — толщина кристалла, U — напряжение, приложенное к кристаллу. Из (7) видно, что сдвиг фазы в случае продольного электрооптического эффекта не зависит от толщины кристалла, а определяется лишь приложенным напряжением. При $\delta = \pi/2$ свет на выходе из кристалла

будет обладать круговой поляризацией, а при $\delta = \pi$ поляризация вышедшего из кристалла света будет ортогональна исходной. С помощью анализатора (поляроида) изменение поляризации света с изменением U можно преобразовать в изменение интенсивности

$$I = I_0 \sin^2 (\delta/2), \quad (8)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на кристалл.

Электрооптические свойства кристаллов принято характеризовать так называемым поперечным напряжением $U_{\lambda/2}$, соответствующим случаю $\delta = \pi$:

$$U_{\lambda/2} = \lambda / (2n_o^3 r_{63}). \quad (9)$$

При $\lambda = 0,5$ мкм $U_{\lambda/2} = 7,5$ кВ для KDP и 8,6 кВ для ADP. Вблизи точки Кюри диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрических кристаллов, а вместе с ней и эффективная электрооптическая постоянная $r_{\text{эфф}} = n_o^3 r_{ij}$ резко увеличиваются. У кристаллов KDP в точке Кюри (-150°C) величина $r_{\text{эфф}}$ возрастает в 1500 раз по сравнению с $r_{\text{эфф}}$ при комнатной температуре. Во столько же раз снижается при этом величина $U_{\lambda/2}$. Однако работа вблизи точки Кюри, где $dr_{\text{эфф}}/dT$ имеет очень большую величину, требует стабилизации с высокой точностью температуры кристалла. Другой путь повышения чувствительности этого метода — использование поперечного электрооптического эффекта, при котором направление электрического поля и волнового вектора света взаимно перпендикулярны. В этом случае

$$\delta = \delta_0 + \frac{\alpha n_o^3 r_{63}}{\lambda} \frac{l}{L} U, \quad (10)$$

где первый член $\delta_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o)$ характеризует естественную анизотропию кристалла, а второй — поперечный электрооптический эффект. Видно, что при этом $U_{\lambda/2}$ в $l/(2L)$ раз меньше, чем при продольном эффекте (здесь L — толщина кристалла в направлении действия поля). На рис. 17 показаны зависимости относительной интенсивности света от напряжения на кристалле ADP при продольном (кривая 1) и поперечном электрооптическом эффекте. Кривая 2 снята при $l/(2L) \approx 1$. Прибор с электрооптическим

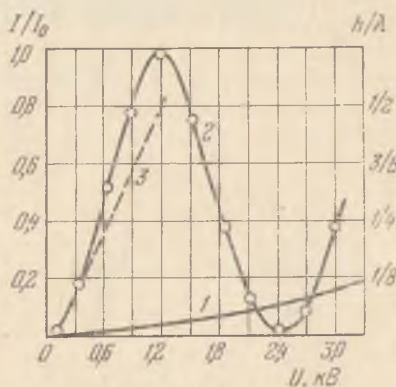


Рис. 17. Зависимость относительной интенсивности света, прошедшего через кристалл АДФ (1, 2), и величины деформации пластинки ЦТС (3) от приложенного напряжения.

кристаллом, поверхность которого заряжается электронным пучком, может быть использован в качестве электронно-лучевого пространственного модулятора [92 — 96]. Кристалл помещается между двумя скрещенными поляроидами P и A (рис. 18).

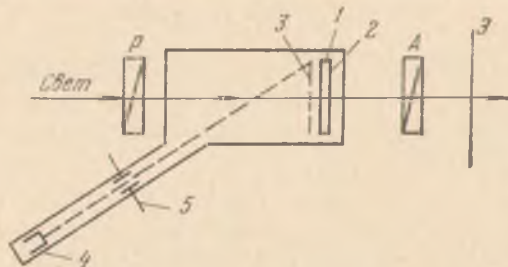


Рис. 18. Схема электронно-лучевого модулятора света [92, 93]. 1 — кристалл, 2 — сигнальная пластина, 3 — коллектор, 4 — электронная пушка, 5 — отклоняющие пластины.

При зарядке кристалла за счет ВЭД на световом экране \mathcal{E} появляется изображение, отражающее потенциальный рельеф поверхности при условии работы на приблизительно линейном участке восходящей ветви зависимости $I(U)$ (см. рис. 17).

Бутусов и Иванов [101] применяли для модуляции когерентного света обратный пьезоэлектрический эффект. В качестве мишеней были использованы пластинки сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца (ЦТС). Пьезомодуль ЦТС достигает $\sim 3,6 \cdot 10^{-8}$ см/В [102]. Зависимость от приложенного напряжения величины деформации мишени h в единицах длины волны λ ($\lambda = 0,6328$ мкм) показана на рис. 17 (кривая 3). Регистрация деформаций сегнетокерамики при электронной бомбардировке производилась методом голографической интерферометрии (рис. 19). Луч от гелий-неонового лазера попадает на мишень, состоящую из металлической подложки 1 и плоской отполированной пьезоэлектрической пластинки 2 размером $20 \times 20 \times 0,3$ мм³. На расстоянии нескольких миллиметров от мишени располагается металлическое кольцо 3 — ближний коллектор вторичных электронов. Для создания опорного

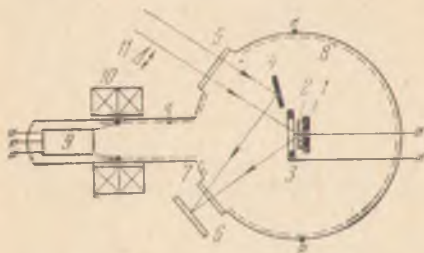


Рис. 19. Экспериментальный прибор для регистрации деформации сегнетоэлектрической керамики при зарядке ее поверхности электронным пучком [101].

пучка рядом с мишенью под небольшим углом к ее плоскости помещается зеркало 4. Лучи лазера проходят через входное окошко 5, отражаются от поверхности мишени 2, от зеркала 4 и через

выходное окошко 7 попадают на фотопластинку 6. Рассеянные мишенью электроны собираются дальним коллектором 8. Электронный луч, создаваемый пушкой 9 с магнитной системой 10 фокусировки и отклонения электронов, развертывается в строку шириной 0,2 мм. Первая экспозиция голограммы делается с недеформированной поверхности мишени, вторая — после нанесения заряда. Для получения на голограмме интерферометрических полос конечной ширины в предметный пучок на время второй экспозиции вводился оптический клин 11.

Голографическая интерферограмма деформации поверхности сегнетокерамики при нанесении на ее поверхность отрицательного

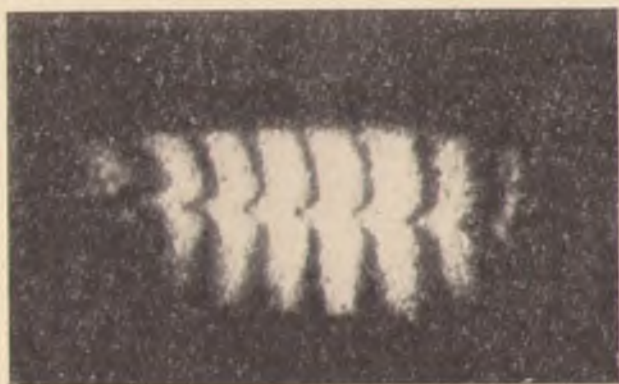


Рис. 20. Голографическая интерферограмма деформации поверхности сегнетокерамики при нанесении электрического заряда в виде строки [101].

электрического заряда в виде строки показана на рис. 20. Она снята при $E_p = 10$ кВ и $i_p = 10$ мкА, т. е. для случая $E_p > E_p^{\text{II}}$ ($\sigma < 1$)*. Видно, что деформация соизмерима с $\lambda/2$. При увеличении первичного тока i_p деформация достигала 3λ (одновременно наблюдалось уширение записываемой строки). Измеряя величину деформации h , можно по градуировочному графику $h(U)/\lambda$ определить U (см. рис. 17).

Рассмотренный выше оптический метод измерения потенциала поверхности диэлектрических мишеней применим только в случае сегнетоэлектриков. В линейных диэлектриках, не обладающих пьезоэлектрическими свойствами, деформация в электрическом поле пропорциональна квадрату напряженности поля. Это явление носит название электрострикции. Оно обусловлено действием

*) Вторая критическая энергия E_p^{II} для сегнетокерамики ЦТС по данным [101] составляет примерно 8 кВ.

электрического поля на заряды атомов и молекул диэлектрика. Электрострикцию можно трактовать как наведенный поляризацией обратный пьезоэффект с пьезомодулем, пропорциональным напряженности внешнего поля [98]. Поэтому электрострикционная деформация не меняет знака при изменении направления поля на противоположное. Она имеет место у всех диэлектриков (твердых и жидких). Будучи, однако, эффектом второго порядка, электрострикция вызывает чрезвычайно малые деформации диэлектриков и поэтому является трудно наблюдаемым эффектом. В связи с этим явление электрострикции трудно использовать для измерения потенциала зарядки поверхности линейных диэлектриков. Все линейные диэлектрики должны также обладать квадратичным электрооптическим эффектом (КЭОЭ), при котором поляризационные константы кристаллов изменяются пропорционально квадрату напряженности электрического поля:

$$\Delta a_{ij} = L_{ijkl} E_k E_l, \quad (11)$$

где L_{ijkl} — коэффициент квадратичного электрооптического эффекта, являющийся тензором 4-го ранга *). Истинный КЭОЭ не связан с пьезоэлектрической или электрострикционной деформацией кристалла. КЭОЭ является эффектом 2-го порядка и обычно обуславливает лишь очень малые изменения поляризационных констант вещества. Исключение представляют полярные жидкости (например, нитробензол), проявление КЭОЭ в которых выражено наиболее ярко (эффект Керра). Согласно закону Керра

$$n_e - n_0 = \lambda B E^2, \quad (12)$$

где B — постоянная, характеризующая величину двойного лучепреломления, наведенного полем. Постоянная Керра в свою очередь зависит от показателя преломления среды, а в отсутствие поля (закон Хэвлока) — и от длины волны:

$$B \propto (n^2 - 1)^2 / n \lambda. \quad (13)$$

Таким образом, большинство изотропных диэлектриков (жидких и твердых) ведут себя в электрическом поле E как положительные одноосные кристаллы **) с осью, направленной вдоль E . Если плоскость поляризации света, падающего на ячейку Керра, направлена под углом 45° к направлению E , то после прохождения ячейки свет становится эллиптически-поляризованным.

*) В простейшем случае изотропной среды с электронной поляризацией поляризационная константа $a = 1/n^2 = 1/\epsilon$.

**) Вещества, молекулы которых имеют постоянный дипольный момент перпендикулярный к оси наибольшей поляризуемости, ведут себя в поле аналогично отрицательным одноосным кристаллам.

Сдвиг фаз при КЭОЭ

$$\delta = 2\pi B l E^2 = 2\pi B U^2 / l. \quad (14)$$

Для стекла при $\lambda = 5890 \text{ \AA}$, $B = (3,2 - 16) \cdot 10^{-1} \text{ см} \cdot \text{В}^{-2}$ (в нитробензоле B на 3—4 порядка больше). Из (14) видно, что достигнуть сдвига фазы $\delta \sim \pi$ в стекле можно лишь при полях $E \sim \sim 10^6 \text{ В/см}$ и $l \sim 1 - 10 \text{ см}$. Поэтому КЭОЭ так же, как и электрострикция, не используется для измерения электрических полей в линейных диэлектриках. Однако квадратичная зависимость поляризационных констант диэлектрической мишени от поля, выражаемая формулой (11), может проявляться не только в изменении ее оптических характеристик, но и в изменении ее электрических свойств на значительно более низких частотах. В частности, большой интерес представляет зависимость от поля эффективной емкости типичной системы, используемой при изучении зарядки диэлектриков: металлическая подложка — диэлектрик — близлежащая сетка (коллектор) [108—119].

Глава IX

Методы исследования электронно-возбужденной проводимости полупроводников

§ 1. Статические методы измерения поперечной ЭВП полупроводников

Явление электронно-возбужденной проводимости (ЭВП), предсказанное еще в 1904 г. Беккером [1] и впервые обнаруженное двадцать лет спустя Кронигом [2], может быть использовано для получения сведений о таких важных физических характеристиках твердых тел, как подвижность μ и время жизни τ неравновесных носителей тока, концентрация ловушек N_L , положение уровней ловушек в запрещенной зоне ΔE_L , средняя энергия образования одной электропно-дырочной пары ϵ и т. п. ЭВП нашла применение в приборах типа графekon [3, 4], ибикон [5], в усилителях изображения электронных микроскопов [6 — 9], в кристаллических детекторах заряженных частиц [10 — 12] и в других приборах.

Явление ЭВП диэлектриков и полупроводников родственно, с одной стороны, ВЭЭ, а с другой — фотопроводимости. Поэтому методы изучения ЭВП и указанных двух явлений имеют много общего. Однако имеются и специфические особенности, присущие только исследованию ЭВП (см. § 5 гл. I).

Измерение коэффициента $g_{ст}$ поперечной ЭВП полупроводников в стационарном режиме производится либо нулевым методом с применением мостиковой схемы (рис. 1, а), либо путем измерения втекающего в образец и вытекающего из него токов (рис. 1, б). В первой работе по ЭВП, выполненной Кронигом [2], и в [13] измерения дополнительной проводимости, наведенной электронной бомбардировкой, осуществлялись с помощью мостика Уитсона.

В работе Бецда [14] измерения велись по схеме рис. 1, б. Первичный ток i_p можно было вычислить, зная коллекторный ток $i_{см}$ и коэффициент ВЭЭ σ , который предварительно определялся для исследуемого интервала энергий первичных электронов. Наличие ВЭЭ с поверхности образца может оказывать заметное

влияние на измерения тока ЭВП. В случае высокоомных образцов ВЭЭ вызывает зарядку поверхности мишени. При этом искажается характер приложенного к образцу поля и изменяется энергия

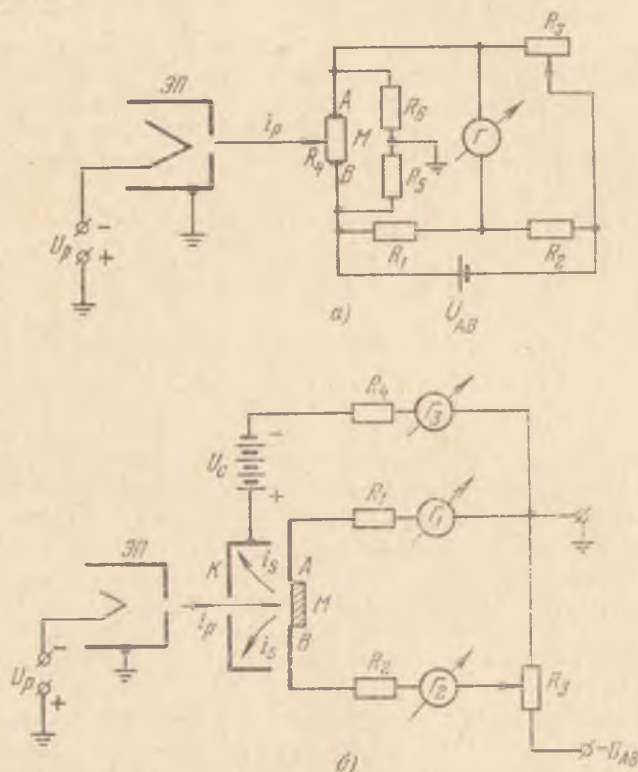


Рис. 1. а) Мостиковая схема измерения поперечной ЭВП полупроводников. б) Схема для измерения поперечной ЭВП полупроводников [14]. ЭП — электронная пушка, М — мишень, А, В — контактные электроды, Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 — гальванометры.

первичных электронов, что особенно сказывается при исследованиях в области малых энергий. Медленные вторичные электроны, двигаясь вдоль образца под действием приложенного к нему электрического поля, могут шунтировать образец. Этими обстоятельствами можно пренебречь лишь в том случае, если ток через образец i_g намного превышает разность между первичным и вторичным токами.

Для улучшения этого соотношения следует по возможности увеличивать тянущее напряжение, приложенное к образцу, одновременно повышая потенциал на коллекторе U_c , для того чтобы выполнялось условие полного отбора вторичных электронов. Необходимо следить, чтобы во всех случаях разность потенциалов

между серединой образца и коллектором превышала разность потенциалов U_{AB} , приложенную к контактным электродам [15]. Роль скользящего тока, обусловленного вторичными электронами, заметно уменьшается, если коллектор располагается достаточно близко к поверхности образца.

В работе [14] при измерениях тока ЭВП и σ на коллектор для отбора вторичных электронов подавалось тянущее напряжение 100 В относительно нулевой точки схемы. Наведенный ток i_g через образец вычислялся как полусумма втекающего i_1 и вытекающего i_2 токов, которые регистрировались соответственно гальванометрами G_1 и G_2 (рис. 1, б). Действительно, как нетрудно заключить из схемы, приведенной на рис. 1, б,

$$i_1 = i_g - \frac{i_p}{2} + \frac{i_{sm}}{2} = i_g + \frac{\sigma - 1}{2} i_p, \quad (1)$$

$$i_2 = i_g + \frac{i_p}{2} - \frac{i_{sm}}{2} = i_g - \frac{\sigma - 1}{2} i_p. \quad (2)$$

Отсюда

$$i_g = (i_1 + i_2)/2. \quad (3)$$

Более детальный анализ влияния ВЭЭ на ток поперечной ЭВП проведен в работе Рывкина и др. [16]. Здесь рассматривается следующий типичный для поперечной ЭВП случай: на слой полупроводника или диэлектрика длиной L и толщиной l ($L \gg l$) падает пучок электронов с плотностью тока j_p . В результате ВЭЭ слой эмиттирует вторичные электроны с плотностью тока σj_p . На образце при $x = 0$ и $x = L$ имеются электроды, потенциал которых соответственно равен нулю и U_L . Вычисляется плотность тока вдоль образца в точках $x = 0$ (j_0) и в точке $x = L$ (j_L). Для расчета используется допущение, что в стационарном режиме ток первичных и вторичных электронов равномерно пронизывает всю толщу полупроводника. При этом плотность объемного заряда $\rho(x, t)$ в образце будет изменяться во времени следующим образом:

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial j_g(x)}{\partial x} + \frac{j_p}{l} - \frac{j_p \sigma}{l}, \quad (4)$$

где $j_g(x)$ — плотность тока ЭВП через образец, которую в соответствии с законом Ома можно выразить при определенных условиях через дополнительную (наведенную) электропроводность $\Delta\sigma_g$ и напряженность поля E :

$$j_g(x) = \Delta\sigma_g E(x). \quad (5)$$

Используя уравнение Пуассона, которое для промежутка между электродами имеет вид

$$dE/dx = -4\pi\rho(x), \quad (6)$$

можно с учетом граничных условий ($\rho = 0$ при $t = 0$; $U = 0$ при $x = 0$ и $U = U_L$ при $x = L$) получить выражения для втекающего и вытекающего токов:

$$j_L = \Delta\sigma_g \frac{U_L}{L} - j_p \frac{(\sigma-1)L}{2l} (1 - e^{-4\pi\Delta\sigma_g l}), \quad (7)$$

$$j_0 = \Delta\sigma_g \frac{U_L}{L} + j_p \frac{(\sigma-1)L}{2l} (1 - e^{-4\pi\Delta\sigma_g l}). \quad (8)$$

В стационарном состоянии ($t \rightarrow \infty$) имеем

$$j_L = \Delta\sigma_g \frac{U_L}{L} - j_p \frac{(\sigma-1)L}{2l}, \quad (9)$$

$$j_0 = \Delta\sigma_g \frac{U_L}{L} + j_p \frac{(\sigma-1)L}{2l}. \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) видно, что $j_0 = j_L$ при условии

$$\frac{j_p (\sigma-1)L}{2l} \ll \Delta\sigma_g \frac{U_L}{L}. \quad (11)$$

Таким образом, неравенство (11) является условием, позволяющим пренебрегать искажающим влиянием тока вторичных

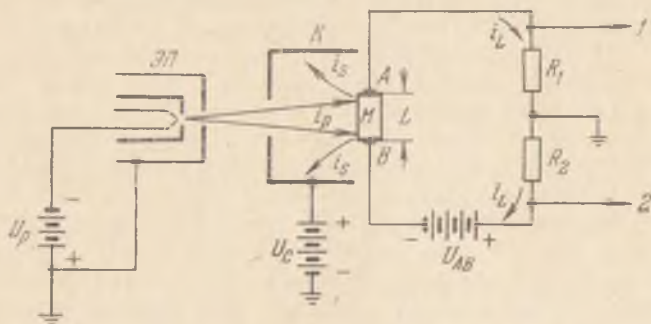


Рис. 2. Схема измерений ЭВП, позволяющая исключить влияние тока ВЭЭ. 1, 2 — к измерительному прибору.

электронов на измерения характеристик ЭВП. Очевидно, что это влияние можно исключить, определяя $\Delta\sigma_g$ через полусумму токов j_0 и j_L . Действительно, как следует из (9) и (10):

$$\Delta\sigma_g = (j_0 + j_L) L / 2U_L. \quad (12)$$

На рис. 2 показана схема измерений, позволяющая автоматически исключить влияние тока ВЭЭ на измеряемую величину тока ЭВП.

Еще одним фактором, искажающим результаты измерений при исследовании поперечной ЭВП полупроводников (если не принято

специальных мер), может явиться облучение образца светом катода электронной пушки. Такая засветка может привести к заметному изменению сопротивления в случае фоточувствительного образца за счет возникновения фотопроводимости, однако ее легко исключить, вычитая величину тока фотопроводимости из суммарного наведенного тока.

В работах, посвященных изучению поперечной ЭВП фоточувствительных полупроводников, для исключения паразитной засветки мишени принимаются специальные меры: держатель образца несколько смещается от оси электронной пушки, а вся трубка для защиты от внешней засветки затемняется. Пучок электронов направляется на образец при помощи магнита или отклоняющих пластин. При изменении энергии первичных электронов в этом случае необходимо каждый раз изменять соответственно напряжение на отклоняющих пластинах или ток в магнитной катушке, для того чтобы сохранить неизменным с достаточной степенью точности положение пучка на образце. Наличие отклоняющих пластин или магнита позволяет, кроме того, проводить измерения зондовых характеристик, отражающих зависимость возбужденного тока от положения электронного пучка между контактными электродами A и B . Снятие таких характеристик необходимо, в частности, для исследования влияния материала контактов на распределение ЭВП чувствительности вдоль исследуемых образцов (см. § 3). В работе [16] для изучения ЭВП кристаллов CdS была применена комплексная методика измерений. Электрическая схема экспериментальной установки, использованной в этой работе, изображена на рис. 3. Схема позволяла, переключая ключ P_1 , производить измерения либо в стационарном, либо в импульсных режимах.

При измерениях в стационарном режиме образец M либо включался в одно из плеч моста с гальванометром G в качестве нулевого прибора (ключ P_3 разомкнут), либо измерения производились с помощью гальванометров G_1 и G_2 , измерявших втекающий в образец и вытекающий из образца токи (при этом ключ P_3 замкнут). Энергия первичных электронов могла изменяться в пределах от 2 до 30 кэВ. Необходимо отметить, что измерения в [16] производились при неизменной общей мощности $W_p = i_p U_p$ возбуждающего потока электронов. Это достигалось уменьшением тока i_p до соответствующей величины при увеличении энергии электронов. Такой режим облучения отличается от общепринятого режима измерения ЭВП [18], при котором зависимость наведенной проводимости $\Delta\sigma$ от энергии бомбардирующих электронов снимается при постоянном первичном токе i_p , т. е. в условиях роста полной мощности пучка с ростом энергии электронов. Плотность первичного тока определялась в [16] как отношение первичного тока i_p к площади отверстия диафрагмы D , помещенной над образцом.

Во многих ранних работах, посвященных изучению поперечной ЭВП полупроводников, использовались разборные стеклянные трубки со шлифами, откачиваемые масляными насосами [19, 20]. Считалось, что давление порядка 10^{-6} тор является достаточным. Однако следует иметь в виду, что в явлении ЭВП существенную

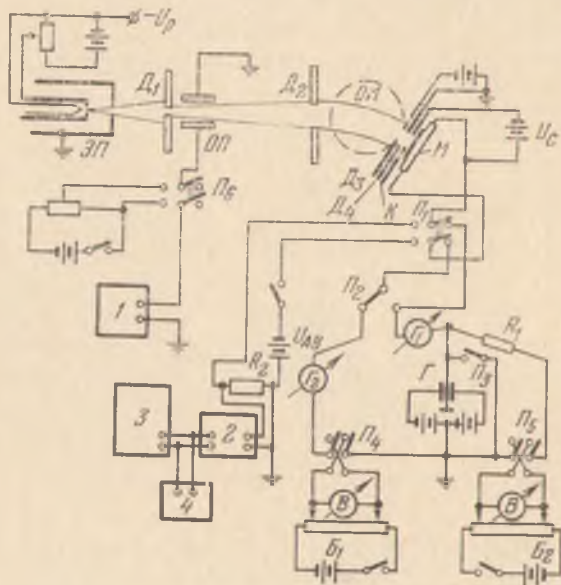


Рис. 3. Схема установки для измерения поперечной ЭВП полупроводников в статическом и импульсном режимах [16]. 1 — генератор прямоугольных импульсов, 2 — усилитель, 3 — осциллограф, 4 — ламповый вольтметр, $ОМ$ — отклоняющий магнит, $ОП$ — отклоняющие пластины, $Д_1—Д_4$ — диафрагмы.

роль играет поверхностная рекомбинация, и поэтому условия на поверхности образца (слой адсорбированного газа, «нагар», вызванный разложением под пучком вакуумного масла и замазок, и т. п.) могут существенно повлиять на результаты измерений. Действительно, очистка поверхности полупроводников от слоя адсорбированного газа с помощью электронной бомбардировки или термической обработки приводит к резкому изменению электропроводности образцов [20]. Влияние среды на величину ЭВП тонких пленок различных полупроводников отмечено также в работе [17]. Особое внимание вопросу о чистоте поверхности исследуемых образцов должно быть уделено при работе с электронами малых энергий. Изучение ЭВП при малых значениях E_p интересно, в частности, с точки зрения установления порога ЭВП. В работе [21] для этих целей использовался отпаянный прибор (давление порядка $10^{-8}—10^{-9}$ тор). Нанесение исследуемых слоев

(CdS и CdSe) производилось непосредственно в самом приборе. Так как сопротивление слоя не превышало 10^5 Ом, а электронный ток составлял 10^{-9} — 10^{-8} А, то зарядкой поверхности слоя можно было пренебречь. Сопротивление слоя измерялось с помощью мостовой схемы. Исследования поперечной ЭВП германия в приповерхностной области ($E_p = 1$ — 100 эВ) были проведены в работе [22].

В опытах по изучению возбужденной проводимости, вызываемой электронами с относительно высокой энергией (30—100 кэВ),

удобно использовать устройства типа электронного микроскопа. Такого рода методика была применена в работах [23, 24] при исследовании ЭВП слоев CdS. Блейл и др. [23] применили для измерения поперечной ЭВП микроскоп модели ЕМВ, позволяющий получать пучок электронов с энергией от 30 до 60 кэВ при токе пучка $5 \cdot 10^{-9}$ А. Образцы помещались в колонну микроскопа через отверстие в проекционной линзе.

В работе Лаппе [24] была применена установка (рис. 4), позволявшая изменять энергию электронов от 10 до 80 кэВ и плотность пучка от 10^{-10} до 10^{-7} А/см². Была предусмотрена возможность модулировать электронный пучок синусоидальным сигналом от генератора 1 (30—1000 Гц), подаваемым через усилитель 2

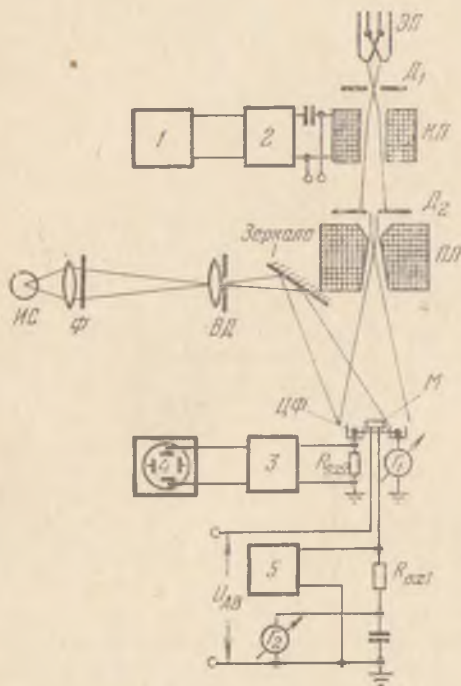


Рис. 4. Схема установки для исследования поперечной ЭВП полупроводников при больших энергиях электронного пучка [24]. ПЛ — проекционная линза, ИС — источник света, Ф — фильтр.

в цепи питания конденсорной линзы КЛ. Измерение плотности возбуждающего тока могло производиться с помощью двух цилиндров Фарадея ЦФ, расположенных вблизи образца М. Ток в цепи одного из цилиндров измерялся с помощью гальванометра Г₁; второй цилиндр заземлялся через сопротивление, синусоидальный сигнал с которого подавался на ламповый вольтметр 3 и осциллограф 4. Аналогичная методика применялась для измерения наведенного тока в цепи мишени (ламповый вольтметр

5 и гальванометр G_2). Для проведения сравнительных измерений ЭВП и фотопроводимости установка, использованная в работе [24], включала в себя устройство для облучения образца светом различных длин волн. Модуляция светового пучка осуществлялась с помощью вращающегося зубчатого диска $ВД$ с синусоидальной формой зубцов. Недостатком этой методики является высокое (10^{-4} — 10^{-5} тор) давление в приборе.

Для измерений температурных характеристик ЭВП используются приборы со специальной конструкцией держателя образца, позволяющей нагревать образец или охлаждать его. Измерение температуры производится с помощью термопары, спай которой прижимается непосредственно к поверхности образца. Простой способ охлаждения образца в случае работы с отпаянными приборами состоит в погружении части трубки в жидкий азот или кислород. Такой способ измерения ЭВП полупроводниковых слоев, охлажденных до температуры жидкого кислорода, был применен в работе [17].

Во многих случаях приборы для исследования ЭВП снабжаются специальными окнами, а также фильтрами и монохроматорами, пропускающими свет определенного диапазона длин волн. Это позволяет одновременно с опытами по ЭВП исследовать фотопроводимость и катодолуминесценцию образцов [19, 23 — 26].

§ 2. Динамические методы измерения поперечной ЭВП полупроводников

При измерении поперечной ЭВП высокоомных полупроводниковых пленок или массивных монокристаллов в режиме постоянного тока могут наблюдаться поляризационные явления, что приводит к невоспроизводимости результатов. Для устранения таких явлений следует прикладывать к образцу переменную разность потенциалов. Схема измерения ЭВП сурьмяно-цезиевого катода, использующая этот метод, была предложена в работе Экертовой [27]. Между электродами A и B образца включался генератор звуковой частоты. Ток возбужденной проводимости создавал переменное падение напряжения на сопротивлении, включенном последовательно с образцом. Это падение измерялось ламповым вольтметром. На коллектор вторичных электронов подавалось напряжение $U_c = +200$ В относительно средней точки высокоомного делителя, включенного параллельно образцу. При этом скользящим током, обусловленным вторичными электронами, можно было пренебречь. Электронное пятно было выбрано достаточно расфокусированным для того, чтобы перекрывать всю шпину образца между контактными электродами.

Применение импульсного метода изучения ЭВП [16, 28 — 31] позволяет, кроме стационарных характеристик ЭВП, исследовать кинетику явления. Вместе с тем импульсный метод позволяет свести к минимуму такие паразитные явления, как зарядку поверхности высокоомных образцов, возникновение внутреннего объемного заряда, нагрев образцов, изменение их состава и структуры при электронной бомбардировке.

Первая работа, посвященная изучению кинетики поперечной ЭВП полупроводников, опубликована в 1951 г. Архангельской и Бонч-Бруевичем [28]. Схема установки, использованной этими

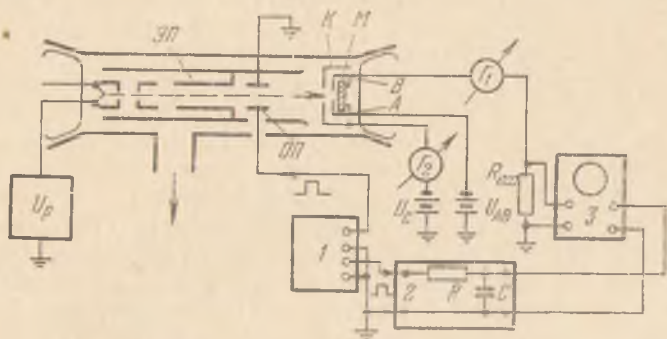


Рис. 5. Блок-схема установки для исследования кинетики поперечной ЭВП полупроводников [28].

авторами, показана на рис. 5. При изучении кинетики ЭВП величина электронного потока, падающего на образец, должна меняться скачком от нуля до некоторой постоянной величины. Добиться этого можно двумя способами. В работах [16, 28] это достигалось путем подачи на отклоняющие пучок пластины ОП прямоугольного импульса напряжения от генератора импульсов 1. В отсутствие импульса электронный луч попадает на диафрагму, прикрывающую образец, причем место попадания луча не совпадает с расположением отверстия на диафрагме. Соответствующим выбором постоянной разности потенциалов между пластинами и амплитуды прямоугольного импульса можно добиться бомбардировки изучаемого образца лучом лишь во время подачи импульса. Этот способ модуляции электронного луча более предпочтителен, чем способ отпирания электронной пушки подачей положительно го импульса на модулятор пушки, поскольку он дает возможность получить более крутые фронты импульса первичного тока. Увеличение крутизны фронта достигается вследствие того, что за время нарастания напряжения электронный луч смещается по диафрагме на расстояние Δx большее, чем размер D отверстия диафрагмы. Таким образом, крутизна фронта первичного тока увеличивается

в $\Delta x/D$ раз по сравнению с импульсом напряжения. Снимаемые с сопротивления, включенного между одним из контактных электродов (A или B) и землей, импульсы подаются на усилитель и затем на осциллограф 3. На второй контактный электрод миниса при этом подается соответствующее тянущее напряжение U_{AB} . Если в исследуемом образце ЭВП обладает заметной инерционностью, то на экране осциллографа можно наблюдать кривые нарастания и спада наведенного тока.

Явления, происходящие в переходных RC -цепях усилителя, могут привести к искажению истинного характера временной зависимости наведенного тока. Для того чтобы свести к минимуму связанные с этим ошибки, авторы работы [28] исключили из схемы усилителя каскады, имеющие разделительные конденсаторы. Длительность возбуждающих импульсов желательно выбирать с таким расчетом, чтобы к концу действия возбуждающего импульса изучаемая система была возможно ближе к стационарному состоянию.

Обычно осциллограммы, характеризующие кинетику процесса ЭВП, получают в координатах ток — время с линейным масштабом развертки по оси времени. Однако такие координаты не всегда являются удобными. Например, асимптотическое стремление системы к равновесному состоянию отображается при этом весьма растянутыми участками осциллограммы, которые неудобно анализировать. Поэтому при изучении кинетики ЭВП более удобными являются функциональные развертки. На использовании функциональной развертки основан, в частности, метод спрямления, суть которого состоит в следующем: параметры, характеризующие закон временной развертки, эмпирически подбираются таким образом, чтобы кривая на экране осциллографа вырождалась в прямую линию. Для спрямления необходимо, чтобы параметры развертки могли меняться произвольно и непрерывным образом. Измерив значения параметров функциональной развертки, соответствующих спрямлению, и подставив их в формулу, выражающую временной ход изучаемого процесса, можно получить необходимые сведения о кинетике ЭВП.

Часто релаксационные процессы при строго прямоугольном возбуждении следуют простейшему экспоненциальному закону вида

$$y = y_0 [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (1)$$

для нарастания и

$$y = y_0 \exp(-t/\tau) \quad (2)$$

для спадания (τ — постоянная времени). Развертка, спрямляющая эти временные зависимости, должна быть экспоненциальной. Она может быть легко осуществлена с помощью RC -ячейки (тауметра 2 на рис. 5). Метод тауметра был предложен в 1950 г.

Толстым и Феофиловым [32] и впервые применен для исследования кинетики ЭВП в работе [28].

Суть этого метода состоит в следующем: на конденсатор C через сопротивление R подаются прямоугольные периодически следующие импульсы напряжения U_0 . Если напряжение с конденсатора подать на горизонтальные пластины осциллографа, то развертка электронного луча будет следовать уравнению

$$x = x_0 [1 - \exp(-t/RC)] \quad (3)$$

при зарядке конденсатора и

$$x = x_0 \exp(-t/RC) \quad (4)$$

при его разрядке. Если экспоненциальная развертка синхронизована с изучаемым процессом (это легко осуществить, подавая на тауметр прямоугольный импульс от того же генератора, который формирует импульс первичного тока), то процесс нарастания тока

ЭВП будет развертываться процессом (3), а процесс спадания тока — процессом (4). В результате этого на экране осциллографа получаются кривые нарастания и спадания тока ЭВП в виде петель, прямая и обратная ветви которых являются параболами (рис. 6):

$$y/y_0 = 1 - (1 - x/x_0)^{RC/\tau}, \quad (5)$$

$$y/y_0 = (x/x_0)^{RC/\tau}. \quad (6)$$

При $RC = \tau$ параболы вырождаются в прямую линию

$$y/y_0 = x/x_0. \quad (7)$$

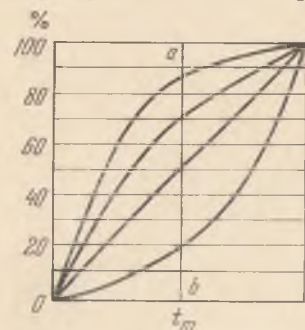


Рис. 6. Обработка временных характеристик ЭВП с помощью метода парциальных времен [32].

Фиксируя на экране осциллографа превращение парабол в прямые, определяют по шкале значение RC , соответствующее настройке тауметра.

Вопрос о чувствительности метода тауметра подробно рассмотрен Рывкиным [33, 34]. В [34] показано, что отступление реальных П-образных импульсов от идеальных, т. е. наличие у возбуждающих импульсов конечной длительности нарастания и спада, существенно сказывается на чувствительности метода тауметра, а именно: чем больше длительность фронтов возбуждающего П-образного импульса по сравнению с собственным временем исследуемого процесса, тем меньше чувствительность тауметра. Ограниченность полосы частот измерительного усилителя также приводит к ограничению чувствительности. Это ограничение обусловлено затягивающим действием усилительных каскадов.

Если собственное время нарастания усилителя равно τ_a ($\tau_a = 1/2\pi f_v$, где f_v — верхняя частота полосы усилителя), то, как показано в [33], чувствительность метода тауметра заметно снижается при $\tau_a > 2\tau$ и характеризуется высокими значениями при $\tau_a < \tau$. Необходимо также отметить, что вертикальный и горизонтальный усилительные каналы осциллографа при использовании метода тауметра должны обладать тождественными частотными характеристиками.

Кривые релаксации ЭВП, так же как и кривые релаксации фотопроводимости, не всегда можно охарактеризовать одним постоянным для всей кривой параметром τ — временем жизни неравновесных носителей. Только в линейном случае при возбуждении образца прямоугольными импульсами тока [33] релаксационные кривые имеют экспоненциальный вид. В нелинейном случае процесс релаксации значительно более сложен и может быть охарактеризован бесконечным набором мгновенных значений времени жизни $\tau_{\text{мгн}}$. Очевидно, что в этом случае метод спрямления неприменим, и анализ кинетики ЭВП следует проводить на основе прямого осциллографирования релаксационных кривых, применяя обычную линейную развертку по оси абсцисс. Однако и при анализе нелинейной релаксации схема с тауметром может оказаться полезной, если применить метод парциальных времен [32]. Этот метод позволяет с равной точностью изучать как начальные (быстрые), так и конечные (медленные) стадии релаксации неравновесных носителей.

Суть метода парциальных времен сводится к следующему. На экран помещается специальная масштабная сетка, изображенная на рис. 6. Так как тауметр обеспечивает регулируемую экспоненциальную развертку процесса, то луч осциллографа при различных значениях RC будет вычерчивать различные ветви петли. Совместив концы исследуемой ветви петли с накрест лежащими углами прямоугольника масштабной сетки и меняя R или C тауметра, можно добиться, чтобы ветвь петли пересекала вертикальную прямую ab , делящую ось абсцисс пополам, на разных, но равно отстоящих друг от друга высотах (например, при 50, 60, 70, 80, 90% и т. д. от полной высоты). Этим высотам будет соответствовать одна и та же абсцисса $x = x_0/2$, и следовательно (в соответствии с выражениями (3) и (4)), различные значения $t = t_m = RC \ln 2$. Это дает возможность по известным значениям RC для равноотстоящих значений исследуемой величины изменения проводимости $\Delta\sigma_g$ построить временную зависимость ЭВП: $\Delta\sigma_g(t)$.

Для получения количественной информации о кинетике ЭВП (например, значений $\tau_{\text{мгн}}$) необходимо производить специальную обработку экспериментальных кривых $\Delta\sigma_g(t)$. Обычно такая обработка состоит в дифференцировании кривой $\Delta\sigma_g(t)$ с применением

методов графического или электрического дифференцирования [35]. Для спадающей ветви мгновенное значение времени жизни определяется из выражения

$$\tau_{\text{МГН}} = - \frac{\Delta \sigma_g(t)}{d(\Delta \sigma_g)/dt}. \quad (8)$$

При изучении кинетики ЭВП можно использовать специальные координаты: мгновенное время релаксации $\tau_{\text{МГН}}$ — время t (рис. 7).

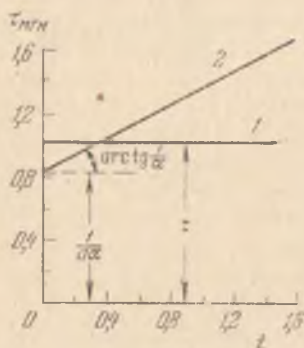


Рис. 7. Зависимость мгновенных значений времени жизни носителей тока от времени. 1 — чисто экспоненциальная релаксация, 2 — гиперболический закон релаксации.

Такие координаты дают количественную меру релаксации наведенной проводимости в каждый момент времени. Если экспериментальная зависимость $\tau_{\text{МГН}}(t)$ представляет собой прямую линию, параллельную оси абсцисс, то это указывает на чисто экспоненциальный характер релаксации ($\tau_{\text{МГН}} = \tau = \text{const}$). При гиперболическом законе релаксации

$$\Delta \sigma_g(t) = \Delta \sigma_g(0) (1 + at)^{-\alpha} \quad (9)$$

зависимость $\tau_{\text{МГН}}(t)$ имеет вид прямой, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен $1/\alpha$, а отрезок, отсекаемый на оси ординат, $1/\alpha$. Экспериментальная кривая релаксации $\tau_{\text{МГН}}(t)$ может в общем случае иметь и горизон-

тальные и наклонные участки, указывающие на сложный экспоненциально-гиперболический характер временных изменений концентрации неравновесных носителей.

Метод парциальных времен требует использования полных кривых релаксации. Однако практически часто встречаются случаи, когда за время, равное длительности одного прямоугольного импульса, изучаемый процесс ЭВП не успевает достигнуть стационарного значения. Если, кроме того, частота следования возбуждающих импульсов достаточно велика, то спадание наведенного тока также не будет происходить полностью. В таких условиях на экране осциллографа будут наблюдаться не полные кривые нарастания и спада, а лишь отрезки (сегменты) этих кривых. В условиях такого сегментного режима целесообразно пользоваться методом двойной модуляции [36]: кроме прямоугольной модуляции пучка первичных электронов, используется импульсное тянущее поле. Выбрав частоту следования импульсов тянущего напряжения значительно большей частоты следования импульсов тока, можно получить на экране осциллографа кривую изучаемого процесса в виде огибающей прямоугольных импульсов тянущего напряжения. Нулевой уровень определяется при

выключенном возбуждающем пучке, а стационарный уровень (насыщение) регистрируется при постоянном возбуждении, интенсивность которого равна интенсивности импульсного возбуждения (рис. 8). Знание этих двух уровней дает возможность определить, какой части полной релаксации соответствует наблюдаемый сегмент кривой.

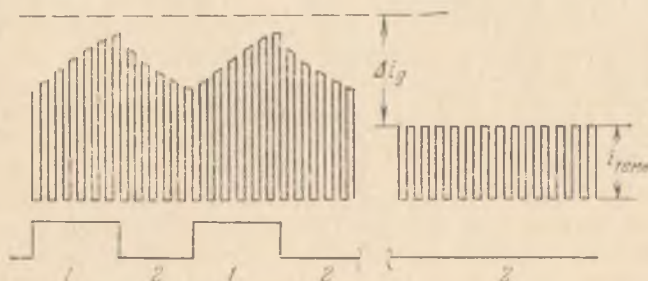


Рис. 8. Метод двойной модуляции при исследовании кинетики поперечной ЭВП. 1 — возбуждение, 2 — отдых.

Режим импульсного тянущего поля целесообразно использовать и при исследовании ЭВП в области малых энергий первичных электронов с целью определения порога ЭВП. В этом случае особенно важно точно знать энергию бомбардирующих электронов E_p . Однако при постоянном тянущем поле падение напряжения вдоль образца может привести к существенной неопределенности в энергии электронов. Метод импульсного тянущего поля позволяет производить бомбардировку образца в промежутках между импульсами напряжения, подаваемыми на образец. Если исследуемые образцы являются достаточно низкоомными, то при приложении импульсного тянущего поля через образец потечет большой импульсный темновой ток. Этот ток особенно в области у порога ЭВП может намного превышать ток возбужденной проводимости. Чувствительность измерительной схемы будет при этом очень низкой. Для повышения чувствительности измерений можно применить компенсационную схему, которая создает на нагрузочном сопротивлении $R_{вх}$ падение напряжения, равное по величине и противоположное по знаку напряжению, возникающему за счет темновой проводимости. При подаче на образец импульсно-тянущего напряжения ток через образец при наличии неомических контактов устанавливается не скачком, а возрастает по экспоненте, которая определяется временем жизни неосновных носителей, инжектируемых из контакта в образец. В этом случае схема компенсации должна вырабатывать экспоненциальный сигнал, противоположный по знаку экспоненциальному сигналу, вызванному инжекцией неравновесных носителей.

Импульсная методика измерений поперечной ЭВП, использованная в работах [29 — 31], позволяет регистрировать очень малые изменения ($10^{-4} - 10^{-2}\%$) электропроводности полупроводниковых образцов. Принципиальная схема измерения импульсного тока дополнительной проводимости показана на рис. 1, 17, а. При использовании этой схемы измеряемый импульс представляет собой суперпозицию импульса возбужденной проводимости i_g и прямоугольного импульса, создаваемого на входном сопротивлении $R_{вх}$ разностью первичного (i_p) и вторичного (i_{sm}) токов. Лишь в частном случае, когда коэффициент ВЭЭ образца $\sigma = 1$ ($i_{sm} = i_p$), форма импульса наведенного тока является неискаженной. Именно этот случай ($\sigma \approx 1$) был использован в работах [16, 28].

Схема измерений, показанная на рис. 9, является импульсным вариантом схемы рис. 2. Она позволяет получать неискаженный импульс наведенного тока i_g при любом значении σ [29].

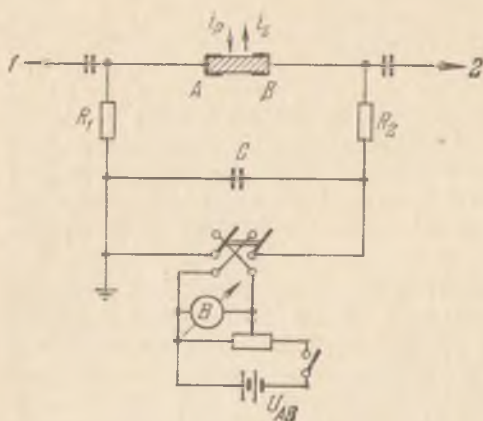


Рис. 9. Принципиальная схема измерения поперечной ЭВП полупроводников в импульсном режиме, позволяющая исключить влияние ВЭЭ [29].

Сопротивления R_1 и R_2 подбираются одинаковыми для того, чтобы импульсы напряжения, создаваемые на R_1 и R_2 разностным током $i_{sm} - i_p$, были равны по амплитуде. Эти импульсы имеют также одинаковую полярность относительно нулевой точки схемы. В то же время импульсные напряжения, возникающие на R_1 и R_2 , из-за протекания тока ЭВП, равны по амплитуде, но имеют разную полярность. В результате сигналы, снимаемые с точек 1 и 2 схемы на вход вычитающего

усилителя, представляют собой удвоенные по амплитуде импульсы ЭВП, а импульсы, создаваемые разностным током, взаимно уничтожаются. Необходимо отметить, что в случае, когда пучок первичных электронов смещен от центра мишени к одному из электродов, импульсы, создаваемые током $i_{sm} - i_p$ на сопротивлениях R_1 и R_2 , могут оказаться отличными по амплитуде. В этом случае полной компенсации импульса разностного тока можно добиться, балансируя соответствующим образом вычитающий усилитель. Для изучения поперечной ЭВП монокристаллов Ge в работе [31] был применен режим одиночных импульсов первичного тока, длительность которых могла меняться от 1 до 5 мкс.

Для повышения точности измерений и с целью автоматизации записи характеристик поперечной ЭВП в импульсном режиме Цехновичером [22] была предложена схема, позволяющая регистрировать импульсный ток ЭВП непосредственно на ленте самопишущего прибора. При этом можно было автоматически получать частное от деления i_g на i_p , т. е. коэффициент ЭВП g . Такая схема оказывается особенно полезной при изучении тонкой структуры зависимости коэффициента ЭВП g_{hkl} от угла φ падения электронного пучка на поверхность полупроводникового монокристалла [37]. Одновременная регистрация угловой зависимости коэффициента ВЭЭ $\sigma_{hkl}(\varphi)$ и зависимости $g_{hkl}(\varphi)$ позволяет получать дополнительную информацию о процессе рассеяния электронов в монокристаллах (см. § 3 гл. II).

§ 3. Выбор материала электродов и краевые эффекты при изучении поперечной ЭВП полупроводников

Для измерения поперечной ЭВП на поверхность образца обычно наносятся на некотором расстоянии L друг от друга два металлических электрода. Правильный выбор материала электродов и величины L имеет важное значение, так как наличие контактных неоднородностей может существенно исказить результаты измерений. Необходимо стремиться к тому, чтобы контакт в месте соприкосновения электрода с исследуемым веществом, по возможности, был близок к идеальному, т. е. 1) не оказывал сколько-нибудь заметного дополнительного сопротивления темновому и наведенному токам (отсутствовало бы перераспределение тянущего напряжения между толщей образца и приконтактными областями), 2) не менял свои свойства при изменении тянущего электрического поля, температуры образца и пр., и 3) материал электродов не должен химически реагировать с образцом. Удовлетворить всем этим требованиям в ряде случаев бывает весьма трудно, и хотя эффектам, обусловленным наличием электродов, посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ, полной ясности в этом вопросе пока не существует. Наиболее подробно вопрос об оптимальном выборе материалов, образующих омические контакты с различными полупроводниками, рассмотрен Бьюбом [39] и Роузом [40].

Как известно, возникновение того или иного типа контакта на границе металл — полупроводник определяется прежде всего наличием или отсутствием на границе потенциального барьера. Такой барьер может возникнуть на границе из-за искривления энергетических зон полупроводника. Существует несколько причин, которые могут вызвать это искривление.

Во-первых, следует учитывать возможное несоответствие работ выхода металла φ_m и полупроводника φ_p . Если $\varphi_m > \varphi_p$,

то в случае полупроводника n -типа это приводит к возникновению выпрямляющего (запорного) контакта (рис. 10, а). Из-за перехода электронов из полупроводника в металл на границе возникает двойной электрический слой. При этом в пограничном слое полупроводника образуется область ионизированных доноров, обедненная свободными носителями (так называемый «слой истощения») толщиной b_0 . Контакты такого типа обладают высоким сопротивлением, что приводит к нежелательному

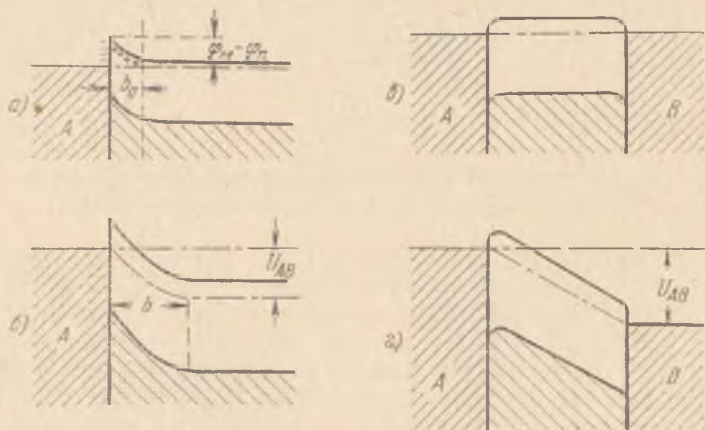


Рис. 10. Запирающие и омические контакты на границе металл — полупроводник. А и В —металлические электроды.

перераспределению напряжения между толщей образца и контактами *). Может оказаться, например, что приложенное к образцу напряжение будет падать в основном не на образце, а в приконтактной области (рис. 10, б). Очевидно, что это приведет к искажению измеряемой зависимости тока i_g ЭВП от напряжения на слое U_{AB} .

Если работа выхода у металла φ_m меньше, чем у полупроводника, то схема энергетических уровней в области контакта металл — полупроводник n -типа выглядит так, как показано на рис. 10, в и г. Такой тип контакта называют омическим или антизапорным, так как токи, текущие через контакт в широкой области прикладываемых напряжений, подчиняются закону Ома. По образному определению Роуза [40], омический контакт представляет собой резервуар, из которого носители по мере надобности могут переходить в полупроводник. Если слой истощения

*) С другой стороны, контакты такого типа используются для измерения продольной ЭВП в случае так называемых поверхностно-барьерных диодов с полупрозрачным для первичных электронов верхним электродом [41].

b_0 (рис. 10, *a*) достаточно тонок и возможно туннельное прохождение носителей из металла в полупроводник, то такой запорный контакт можно рассматривать как квазиомический.

В частном случае совпадения работы выхода полупроводника и металла образуется так называемый нейтральный контакт, вблизи которого изгиб зон отсутствует. При малой плотности пропускаемого через нейтральный контакт тока он также может обладать омической характеристикой. В случае контакта металла с полупроводником p -типа при $\varphi_m > \varphi_p$ возникает омический контакт, а при $\varphi_m < \varphi_p$ — выпрямляющий.

Искривление зон в приконтактной области полупроводника может быть также следствием наличия у него поверхностных уровней. Заполнение этих уровней электронами (в полупроводнике n -типа) или дырками (в полупроводнике p -типа) может приводить к возникновению барьеров, не зависящих от соотношений работ выхода металла и полупроводника (собственный поверхностный барьер). Поверхностные уровни могут приводить к инверсии знака проводимости в приповерхностном слое по сравнению с объемом полупроводника. Неомичность такого поверхностного барьера, очевидно, есть следствие возникновения естественного приповерхностного p — n -перехода. Опыты показали, что слои такого типа обычно существуют на поверхности кристаллов n -германия и приводят к значительному падению напряжения вблизи контакта.

Третьей причиной возникновения потенциального барьера на границе может явиться наличие на поверхности тонкой пленки окисла или другого чужеродного вещества (химический запорный слой).

В литературе имеется много данных о свойствах контактов различных металлов с такими полупроводниками, как Ge, Si, CdS, ZnS, соединения $A^{III}B^V$ и др. [42 — 56]. В многочисленных работах по электропроводности, фотопроводности, эффекту Холла и ЭВП полупроводников в качестве материала контактных электродов применялись различные металлы (Ga, In, Au, Ag, Pt, Bi, Cr, Cu, Al и др.), а также аквадаг и проводящая серебряная паста (контактол). Хотя использование специальных приемов (тщательное термическое обезгаживание образцов перед вакуумным напылением контактов, электронная или ионная бомбардировка места контакта, формовка контакта пропусканием больших импульсных токов и т. п.) позволяет, как показали опыты, получать в случае любого из указанных металлов контакты со свойствами, близкими к омическим, наиболее легко омический контакт создается, например, при нанесении на кристалл CdS таких металлов, как индий и галлий. В отличие от Cu, Ag и Au, они создают в CdS примеси n -типа. Кроме того, работы выхода In и Ga меньше, чем у CdS n -типа. Особенно хороший контакт In

и Ga с CdS, ZnS и некоторыми другими полупроводниками *n*-типа получается при сплавлении контактов, когда существенную роль играет процесс диффузии примесных атомов металла вглубь полупроводника, приводящий к возникновению приконтактной области *n*-типа с высокой электропроводностью.

Анализ теоретических выводов [39, 40] и экспериментальных данных [42 — 56] позволяет дать следующие рекомендации по вопросу о получении омических контактов.

1. Металл, выбираемый в качестве электрода, должен иметь работу выхода, меньшую, чем у полупроводника, если полупроводник *n*-типа, и большую — в случае полупроводника *p*-типа.

2. Металл, выбранный для контакта, должен наноситься на полупроводник таким способом, который благоприятствует диффузии атомов металла вглубь полупроводника. При этом желательно, чтобы диффундирующие атомы были донорной примесью в полупроводнике *n*-типа и акцепторной примесью в полупроводнике *p*-типа.

3. Перед нанесением электродов на монокристалл иногда оказывается полезным механически повредить поверхность для облегчения диффузии металла в полупроводник.

4. Желательно наносить электроды на предварительно тщательно обезгаженные образцы. Обезгаживание может быть осуществлено не только термически, но и при помощи электронной или ионной бомбардировки места контакта.

5. Если вышеуказанные способы окажутся недостаточными, то для получения омического контакта следует использовать различные методы формовки контактов: а) пропускание через контакт короткого импульса тока большой величины; б) приложение электрического поля вплоть до пробоя; в) нагревание образца с электродами до определенной температуры; г) лазерная обработка поверхности полупроводника.

Неискаженные данные о поперечной ЭВП могут быть получены лишь в случае достаточно ясно выраженных омических контактов. Нейтральные, а тем более запорные контакты могут привести к существенным искажениям результатов. Как указывается в [33, 57], приконтактные неоднородности могут искажать измерения проводимости за счет диффузии и дрейфа неравновесных носителей, явлений инжекции, экстракции и т. п. Применительно к явлению фотопроводимости проблема, связанная с граничными контактами, была рассмотрена Риттнером [58] и Штёкманом [59]. Они учитывали эффект уноса неравновесных носителей тока из образца приложенным к электродам тянущим напряжением. Если это напряжение достаточно велико, то многие из созданных в образце неравновесных носителей будут унесены к электроду до того, как они успеют рекомбинировать в объеме образца. Поэтому эффект уноса может существенно повлиять на измерения

поперечной ЭВП, особенно на исследование ее кинетики. Время жизни носителей в приконтактной области может заметно отличаться от времени жизни в объеме. Изменение положения потолка валентной зоны и дна зоны проводимости по отношению к уровню Ферми в области искривления зон оказывает влияние на заполнение примесных уровней электронами (дырками) и тем самым на характер рекомбинации и т. п. [33].

Свести к минимуму влияние контактов можно либо увеличением длины образца, либо с помощью использования зондового метода, при котором облучению электронами подвергается лишь средняя, далекая от контактов, часть образца, а падение напряжения на этой части измеряется компенсационным методом с помощью проводочных зондов.

Влияние материала контактов на распределение ЭВП (чувствительности) вдоль образца удобно изучать с помощью метода электронного зонда [60]. В этом случае различные точки образца облучаются узким электронным пучком, перемещающимся от одного электрода к другому. Впервые зависимость стационарной ЭВП от места бомбардировки образца наблюдал Бенда [14]. Он показал, что при приближении электронного пучка к электроду чувствительность изменяется и проходит через максимум, причем величина возбужденного тока в максимуме зависит от полярности близлежащего электрода.

В работе [60] снимались зондовые характеристики в режиме стационарного облучения. В качестве образцов использовались крупные монокристаллы сульфида и селенида кадмия с достаточно гладкой поверхностью. Расстояние между электродами составляло 5 мм, что примерно в 10 раз превышало диаметр электронного пучка ($r_{\text{эфф}} \approx 0,4$ мм). Было обследовано три типа образцов: 1) образцы с омическими контактами (индий, напыленный на тщательно обезгаженные кристаллы); 2) образцы с неомическими контактами (материал электродов — золото) и 3) образцы с комбинированными контактами (один электрод из индия, другой — из золота). Зондовые характеристики снимались при облучении кристаллов CdS и CdSe электронами средних энергий (2,5 — 3,0 кэВ) при $i_p = 4 \cdot 10^{-8} - 6 \cdot 10^{-7}$ А и напряжении на образце $U_{AB} = 25$ В.

При бомбардировке пучком средней части образца с омическими контактами ток i_g почти не зависит от направления приложенного поля и места падения пучка. Приближение электронного луча к отрицательному электроду сопровождается резким возрастанием тока ЭВП. Вблизи от анода наблюдается лишь небольшое возрастание тока. В случае образцов с неомическими электродами зондовые характеристики имеют совершенно иной вид: наименьшая чувствительность наблюдается вблизи электродов; по мере передвижения пучка к середине образца ток ЭВП

возрастает, достигая максимума в области, несколько сдвинутой в сторону отрицательного электрода. Зондовые характеристики в случае комбинированных контактов носят у каждого из электродов черты, присущие соответственно омическому или запирающему контакту. Метод электронного зонда при изучении поперечной ЭВП приводит к результатам, аналогичным тем, которые получаются при облучении кристаллов CdS световым зондом [61].

Таким образом, вид вольт-амперных характеристик тока ЭВП зависит от того, облучается ли образец равномерно или бомбардировке подвергается лишь часть образца. В последнем случае при несимметричном по отношению к электродам попадании электронного пучка на образец может иметь место «эффект выпрямления» даже в том случае, когда вольт-амперная характеристика темнового тока приблизительно симметрична [62]. Для того чтобы избежать подобного эффекта, электронным пучком обычно покрывается весь промежуток между электродами. Однако в этом случае могут проявиться искажения за счет мягкого рентгеновского излучения, возникающего при торможении первичных электронов в металлических электродах [14, 63]. В работах [64, 65] отмечается влияние зарядки поверхностных состояний полупроводника в процессе облучения на величину коэффициента ЭВП.

§ 4. Бесконтактный СВЧ-метод исследования ЭВП полупроводников

Рассмотренные выше методы изучения поведения неравновесных носителей тока в полупроводниках в некоторых случаях оказываются малоприменимыми, так как результаты измерения ЭВП сильно зависят от явлений на контактах. В связи с этим все большее внимание привлекают к себе бесконтактные СВЧ-методы изучения свойств неравновесных носителей в полупроводниках. Очевидным преимуществом СВЧ-методики является возможность измерять объемные свойства образца (время жизни носителей, их подвижность и т. п.) без использования металлических электродов (зондов). Кроме того, это дает возможность одновременно с ЭВП изучать катодолюминесценцию со свободной от электродов поверхности образца. При высоком темпе возбуждения носителей тока в образце их время жизни τ , а вместе с ним и коэффициент ЭВП g начинают зависеть от плотности первичного тока j_p (см. формулу (32) в § 5 гл. I). Так как при этих условиях концентрация неравновесных носителей может быть заметно больше концентрации примесных центров (центров рекомбинации), то примесный канал рекомбинации оказывается насыщенным и основную роль начинают играть другие каналы рекомбинации.

Изучение ЭВП в условиях интенсивного возбуждения наиболее целесообразно проводить бесконтактным СВЧ-методом, поскольку

паразитные эффекты, связанные с взаимодействием пучка электронов с контактными электродами, и инжекция электронов из контакта в этом случае могли бы сильно исказить изучаемое явление.

Безэлектродные методы измерения параметров полупроводников и диэлектриков получили в настоящее время широкое распространение [66 — 77]. Однако для изучения ЭВП СВЧ-методика впервые была применена только в 1969 г. в работе Бакуна и др. [78]. Установка для одновременного исследования ЭВП и катодолюминесценции различных кристаллов (CdS, PbS, GaAs), возбуждаемых интенсивным импульсным пучком электронов, показана на рис. 11, б. Электронная пушка 1 обеспечивает темп

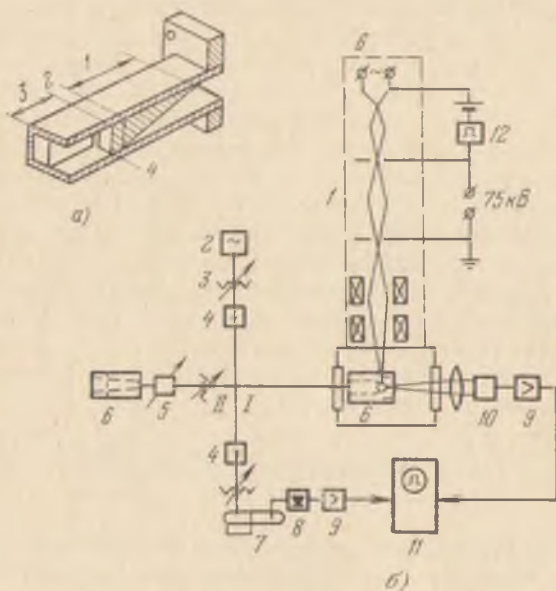


Рис. 11. Блок-схема экспериментальной установки для исследования ЭВП с помощью бесконтактной СВЧ-методики [78]: а) разрез волновода с измерительной ячейкой и образцом. 1 — плавный переход, 2 — измерительная ячейка, 3 — образец, 4 — отрезок заградительного волновода; б) блок-схема установки.

генерации носителей до $5 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Она отпирается с помощью генератора 12, создающего импульсы длительностью $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Длительность фронтов импульсов не превышала $\sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Измерительная ячейка для образцов представляла собой разомкнутый отрезок ребристого волновода трехсантиметрового диапазона (рис. 11, а). Электрическое СВЧ-поле в такой ячейке сосредоточено в основном в зазоре под ребром. В пучности поля помещается исследуемый образец 3. Электронный пучок падает на кристалл

через отверстие в широкой стенке волновода, помещенного в вакуумную камеру источника электронов. Ячейка с образцом 6 включается в одно из плеч двойного Т-образного СВЧ-моста (4 — 4, 6 — 6), питаемого от генератора 2 на частоте 9 ГГц. В состав СВЧ-тракта входят также следующие элементы: три аттенюатора 3, два ферритовых вентиля 4, фазовращатель 5, усилитель 7 СВЧ-сигнала на лампе бегущей волны (ЛБВ) и кристаллический детектор 8. При запертом электронном пучке с помощью аттенюаторов и фазовращателя СВЧ мощность делится между плечом I, в котором находится измерительная ячейка 6, и плечом II с аналогичной ячейкой без образца так, что мост оказывается сбалансированным в полосе 500 МГц с коэффициентом передачи 35 ± 3 дБ. Бомбардировка образца пучком электронов вызывает изменение его импеданса и приводит к разбалансировке СВЧ-моста. Сигнал разбаланса моста усиливается ЛБВ с коэффициентом усиления 30 дБ в полосе 1 ГГц. Коэффициент стоячей волны (КСВ) в тракте, связывающем ЛБВ с детекторной ячейкой 8, не превышает 1,4. Инерционность детектора при 75-омной нагрузке не превышает 1 нс. Для усиления сигнала используется видеоусилитель 9 с полосой 150 МГц. Импульсы, характеризующие кинетику ЭВП, наблюдаются на экране двухлучевого осциллографа 11, на второй канал которого с фотоумножителя 10 подается сигнал, пропорциональный интенсивности катодoluminesценции с торца сколотого кристалла. Временное разрешение измерительной установки составляло $1,5 \cdot 10^{-8}$ с и ограничивалось параметрами импульса первичного тока, формируемого с помощью генератора прямоугольных импульсов 12.

§ 5. Измерение продольной ЭВП в приповерхностных $p-n$ -переходах

Другим распространенным способом измерения ЭВП полупроводников является бомбардировка приповерхностного $p-n$ -перехода, плоскость которого перпендикулярна направлению падения электронного пучка ЭП (рис. 12). На $p-n$ -переход подается в запертом направлении напряжение U_{AB} , разделяющее генерируемые пучком в области $p-n$ -перехода электроны и дырки в направлении, параллельном направлению пучка (продольная ЭВП). При такой полярности напряжения на переходе обедненная носителями область b сильного поля вблизи $p-n$ -перехода подобна диэлектрику, заключенному между двумя металлическими электродами (см. рис. 10, б). Коэффициент усиления первичного тока $p-n$ -переходом, т. е. коэффициент ЭВП g , есть отношение дополнительного тока Δi_g , протекающего через переход, к току пучка i_p . Одной из первых работ, в которых изучалось ЭВП в полупроводниковых диодах, является опубликованная

в 1952 г. работа Ангелова, Лобанова и Стародубцева [79]. Они изучали зависимость наведенного тока во внешней цепи вентильных селеновых и серносеребряных фотоэлементов, облучаемых электронным пучком, от энергии электронов $E_p(0,8 - 20 \text{ кэВ})$ и плотности первичного тока j_p .

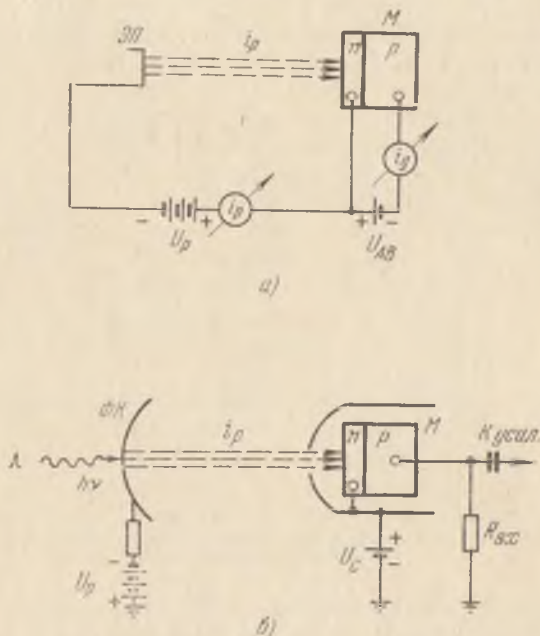


Рис. 12. Измерение продольной ЭВП полупроводников с помощью приповерхностного $p-n$ -перехода: а) бомбардировка перехода электронами из электронной пушки ЭП в статическом режиме, б) бомбардировка $p-n$ -перехода электронами с фотокатода ФК в импульсном режиме.

Солтамов и Гришин [80] для исследования ЭВП германиевых $p-n$ -переходов применили импульсную методику. В измерениях была использована установка, блок-схема которой показана на рис. 13. Направление облучения электронами было приблизительно перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода. Засветка образца M светом от катода электронной пушки ЭП устранялась смещением образца в сторону от оси пушки. Прямоугольный импульс напряжения, подаваемый на отклоняющие пластины ОП от импульсного генератора ИГ, отклонял электронный пучок поперек отверстия в диафрагме Д на образец M . Для подавления ВЭЭ с полупроводника на диафрагму Д относительно заземленного образца подавалось отрицательное напряжение U_c порядка 50 В. Импульсный генератор запускал блок ждущей развертки ЖР осциллографа Осц. Импульс

первичного тока i_p снимался при разомкнутых ключах K_1 и K_2 с входного сопротивления $R_{вх1}$, включенного между точкой A и землей. Импульс наведенного тока j_g снимался при замкнутых ключах K_1 , K_2 и K_3 с сопротивления $R_{вх2}$, включенного между точкой B и потенциометром R_3 . Напряжения с сопротивлений $R_{вх1}$ и $R_{вх2}$ подавались на предусилитель ПУ, соединенный с вертикальным входом осциллографа. Измерения коэффициента ЭВП проводились в [80] при $E_p \leq 1$ кэВ. В [83] подобная схема

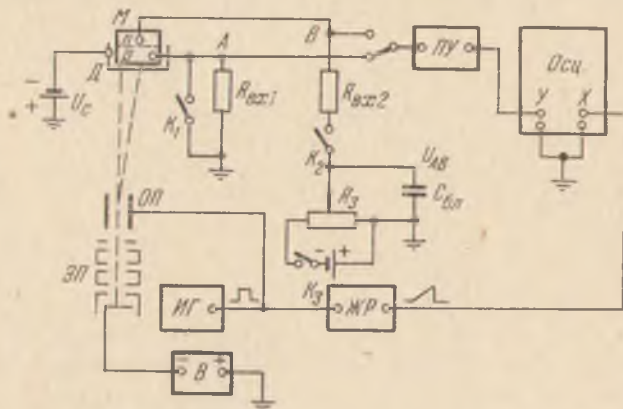


Рис. 13. Блок-схема установки для исследования ЭВП $p-n$ -перехода в режиме импульсной бомбардировки [80].

была использована для измерения ЭВП германиевых $p-n$ -переходов при $E_p \leq 20$ кэВ. В работе Вавилова и др. [19] одновременно с бомбардировкой $p-n$ -перехода электронами поверхность кристалла Ge освещалась монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 1,05$ мкм. Как известно [12], квантовый выход фотоионизации Ge при такой длине волны равен примерно единице, причем поглощение света происходит в слое глубиной порядка 1 мкм, т. е. в слое, близком к эффективной глубине проникновения в кристалл электронов с энергией $E_p \sim 10$ кэВ. Определив величину фототока и тока ЭВП, интенсивность светового пучка (она определялась с помощью калиброванного термостолбика) и отражательную способность образца, можно было определить коэффициент β_r , характеризующий поверхностную рекомбинацию носителей при электронной бомбардировке, и вычислить среднюю энергию образования одной электронно-дырочной пары

$$\bar{\varepsilon} = \beta_r \Delta E_p / g, \quad (1)$$

где ΔE_p — доля энергии пучка первичных электронов (в эВ), теряемая в кристалле, g — коэффициент ЭВП (см. формулу (29))

в § 5 гл. I). Сравнение мощности пучка $W_p = i_p U_p$ и мощности, необходимой для нагрева образца за счет джоулева тепла, показало [19], что за счет ВЭЭ и рентгеновского излучения от мишени при $E_p = 5 - 15$ кэВ отводится не более 4% мощности (коэффициент $\sigma = 0,25 - 0,3$). Тот же метод вычисления $\bar{\epsilon}$ в кристалле кремния при $E_p = 10 - 25$ кэВ был использован в [84, 85].

Вопросы технологии изготовления приповерхностных $p-n$ -переходов с минимальной шириной нечувствительного слоя рассмотрены в [11, 86]. Такие переходы широко применяются для регистрации слабых электронных потоков и потоков света (с преобразованием их с помощью фотокатода в поток электронов и последующим ускорением этого потока [87 — 90]). Явление продольной ЭВП в $p-n$ -переходах может быть использовано для создания обладающих очень высокой крутизной гибридных электронно-полупроводниковых ламп, в которых металлический анод заменяется полупроводниковым приповерхностным $p-n$ -переходом [81, 82].

Другой интересный случай — использование поверхностно-барьерного диода (ПБД), представляющего собой выпрямляющий контакт металл — полупроводник (см. рис. 10, а) [41]. Если к ПБД приложить напряжение U_{AB} в запиорном направлении, то электрическое поле проникает в полупроводник на расстояние

$$b = \sqrt{\frac{\epsilon (\varphi_0 + U_{AB})}{2\pi e^2 N}}, \quad (2)$$

где $\varphi_0 \approx \varphi_m - \varphi_n$ — высота потенциального барьера, N — концентрация некомпенсированных примесей, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, e — заряд электрона.

Сделав передний электрод A полупрозрачным для электронов (обычно это — напыленная в вакууме пленка металла толщиной $l_A \sim 200 \text{ \AA}$) и выбрав энергию электронов E_p таким образом, чтобы выполнялось условие $L_{эфф}(E_p) < b$, можно использовать ПБД в качестве детектора ионизирующего излучения. В частности, по числу собранных электронно-дырочных пар можно определить энергию электронов E_p . Макаров [41] предложил методику получения данных о распределении плотности возбуждения $\Delta n(z)$ неравновесных носителей по глубине образца z . Эта методика основана на сочетании измерения вольт-амперных $i_g(U_{AB})$ и вольт-фарадных $C(U_{AB})$ характеристик изучаемого ПБД при стационарном режиме облучения в случае $L_{эфф}(E_p) > b$. Величина b может быть определена из дифференциальной удельной емкости ПБД:

$$b(U_{AB}) = \frac{\epsilon}{4\pi C(U_{AB})}. \quad (3)$$

Полное число регистрируемых ПБД электронно-дырочных пар можно записать в виде

$$N = \int_0^b \Delta n(z) dz + \int_b^\infty \Delta n(z) \exp\left(-\frac{z-b}{L_{\text{дифф}}}\right) dz, \quad (4)$$

где $\Delta n(z)$ — функция распределения возбуждения по глубине образца, $L_{\text{дифф}}$ — диффузионная длина, z — расстояние, отсчитываемое от контакта металл — полупроводник. Здесь первый член представляет собой ток неравновесных носителей, созданных пучком в области изгиба зон. Второй интеграл есть ток неосновных носителей, достигающих этой области в результате диффузии. Продифференцировав выражение (4) по b , получим

$$\frac{dN}{db} = \frac{1}{L_{\text{дифф}}} \left[N(b) - \int_0^b \Delta n(z) dz \right], \quad (5)$$

откуда после повторного дифференцирования имеем

$$\Delta n(b) = \frac{dN}{db} - L_{\text{дифф}} \frac{d^2N}{db^2}. \quad (6)$$

Видно, что функция генерации определяется через производные от «кривой собирания» $N(b)$. Величина b , являющаяся функцией напряжения U_{AB} , определяется по формуле (3). При использовании этого метода следует, конечно, учитывать влияние рассеяния электронов в переднем электроде A на вид функции $\Delta n(x)$, если этот электрод не является достаточно прозрачным для электронов выбранной энергии *).

*) Величину диффузионной длины $L_{\text{дифф}}$, необходимую для вычисления можно определить с помощью оптического возбуждения ПБД [41].

Глава X

Методы исследования электронно-возбужденной проводимости диэлектриков

§ 1. Приборы для исследования продольной ЭВП диэлектриков

При исследовании ЭВП диэлектриков применяются два основных метода: 1) метод «сэндвича» (см. рис. I.17, б) и 2) метод электронного контакта. В обоих случаях электрическое поле в образце E параллельно направлению первичного пучка (метод продольной ЭВП)*). Измерение коэффициента ЭВП методом сэндвича обычно осуществляется в вакуумных приборах, подобных тем, которые используются при измерении коэффициентов ВЭЭ [1].

Ансбэчер и Эренберг [2] применили при изучении ЭВП диэлектрических пленок экспериментальный прибор с магнитной фокусировкой пучка, позволяющий получать электроны с энергией до 40 кэВ (рис. 1). Вторичные электроны с переднего золотого электрода A отбирались на коллектор K . Измерение тока наведенной проводимости в статическом режиме производилось с помощью гальванометра. В случае импульсной бомбардировки напряжение, пропорциональное i_g , снималось с сопротивления, включенного в цепь одного из электродов, и подавалось на усилитель. Была предусмотрена возможность изменять в широких пределах температуру мишеней путем нагревания или охлаждения массивного медного стакана, на котором крепились образцы.

Приборы, подобные вышеописанному, были применены во многих работах по исследованию ЭВП диэлектриков [3 — 21]. Во всех этих работах изучаемые монокристаллы или напыленные слои диэлектриков наносились на массивные металлические подложки (или подложки из диэлектрика, предварительно покрытые

*) См. подробнее в § 5 гл. I.

тонкой пленкой металла или окиси олова). В случае сквозного прострела исследуемого слоя этот метод не дает возможности учесть влияние отражательной способности материала, из которого изготовлен задний электрод B , на ЭВП и оценить энергию пучка, поглощенную в образце.

В этом отношении представляет интерес методика измерения ЭВП, разработанная Спиром [7]. Вместо массивной подложки в [7] применен полупрозрачный задний электрод B , приблизи-

тельно тождественный по свойствам с передним электродом A (рис. 2). Пучок электронов ($10 \leq E_p \leq 50$ кэВ), сформированный с помощью магнитной системы, проходит на образец через отверстия в коллекторной полусфере K_1 и в алюминиевой диафрагме D_1 . Обращенная к полусфере сторона диафрагмы D_1 для контроля за фокусировкой пучка покрывается флуоресцирующим слоем $\Phi\Phi$. Электроны, прошедшие через образец M , попадают сквозь диафрагму D_2 (с диаметром отверстия 7 мм) на коллектор K_2 (алюминиевая трубка длиной 9 см и диаметром 3 см). Ток каждого из электродов измеряется с помощью гальванометра.

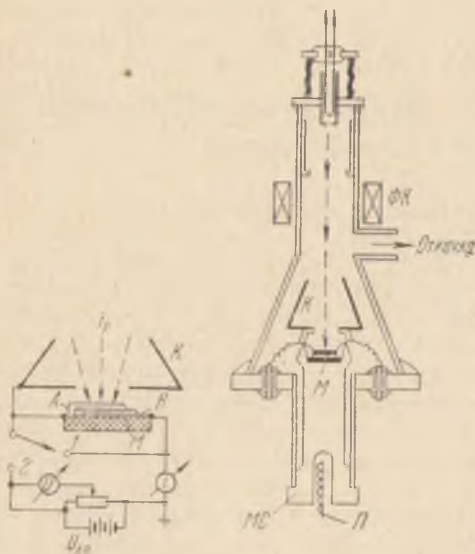


Рис. 1. Вакуумный прибор с магнитной фокусировкой электронного пучка для измерения ЭВП методом «сэндвича» [2]. MS — медный стакан для охлаждения и нагревания образцов, Π — подогреватель, $\Phi\Phi$ — фокусирующие катушки, K — коллектор вторичных электронов, M — мишень.

Первичный ток i_p измеряется гальванометром в общей цепи всех электродов. Он включает в себя электроны, поглощенные внутри образца, отраженные от образца и прошедшие сквозь образец. Электроны, рассеянные образцом в переднем направлении, собираются коллектором K_1 и частично диафрагмой D_1 . Последняя для подавления ВЭЭ с переднего полупрозрачного электрода A и третичной эмиссии с полусферы K_1 поддерживается при отрицательном потенциале около -100 В. Такая же разность потенциалов подается между диафрагмой D_2 и задним полупрозрачным электродом B . Толщина полупрозрачных алюминиевых электродов A и B порядка 300 \AA (8 мкг/см^2). Поэтому при высоких энергиях первич-

ных электронов можно пренебрегать ошибкой, связанной с поглощением в них электронов первичного пучка. Преимущество конструкции, использованной в [7], состоит в том, что она позволяет более точно оценивать энергию ΔE_p , поглощенную в слое

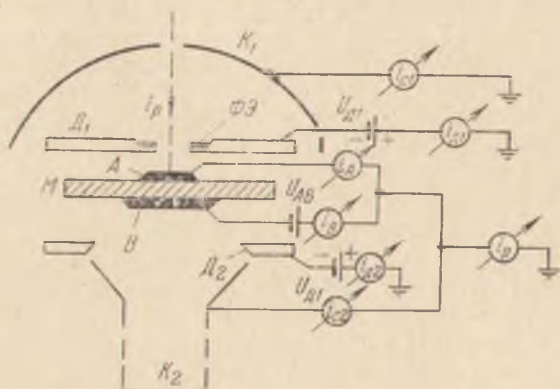


Рис. 2. Схема для измерения продольной ЭВП методом сэндвича в случае сквозного прострела образца электронным пучком [7].

диэлектрика, и сводит к минимуму влияние отражательных свойств подложки на эффект ЭВП.

При высоких энергиях первичных электронов измерения ЭВП обычно производятся в режиме сквозного прострела образцов. Померанц и др. [10 — 13] применили подобную методику для исследования ЭВП тонких ($\sim 0,02$ см) монокристаллов окиси магния, бомбардируемых пучком электронов с энергией $E_p \sim 1,3 \pm 0,1$ МэВ. Источником электронов в [10] служил линейный электронный ускоритель, работавший в режиме периодических прямоугольных импульсов (длительность импульсов 1 мкс, частота повторения 10 имп/с). Пиковое значение i_p могло меняться в пределах от 2,5 мкА до 2,5 мА. Пучок электронов из линейного ускорителя проходил через графитовый коллиматор, затем через исследуемый тонкий кристалл с пренебрежимо малой по сравнению с E_p потерей энергии ($\Delta E_p \sim 150$ кэВ) и, наконец, полностью задерживался массивным графитовым коллектором. Первичный ток i_p измерялся прибором, включенным в цепь этого коллектора.

Для изучения температурной зависимости тока ЭВП экспериментальный прибор мог помещаться внутри печи или погружаться в резервуар, заполняемый либо жидким азотом, либо смесью спирта и сухого льда. Изменение температуры мишени при бомбардировке пучком ($i_p \sim 0,6$ мА) в таких опытах обычно не превышало 10 градусов.

§ 2. Паразитные эффекты, связанные с наличием металлических электродов

При использовании метода сэндвича диэлектрические слои помещаются между двумя металлическими электродами A и B . Чаще всего передний электрод A представляет собой тонкую металлическую пленку с высокой прозрачностью для электронов первичного пучка, а задним электродом B является массивная металлическая подложка [1 — 6]. В некоторых случаях измерения проводятся в системе, в которой оба металлических электрода — тонкие полупрозрачные пленки [7]. Обычно используются напыленные в вакууме электроды из золота, серебра, алюминия и хрома толщиной от ~ 200 до нескольких тысяч ангстрем. Большую роль играет также характер контакта между слоем диэлектрика (полупроводника) и металлом (см. § 3 гл. IX). Инжекция носителей из контакта может оказывать существенное влияние на чувствительность слоя и ход вольт-амперных характеристик. При этом произвести количественную оценку величины инжекции носителей в слой в случае металлического электрода очень трудно. Условия на контакте при изменении материала электрода или исследуемого слоя изменяются в значительной степени неконтролируемым образом, что затрудняет сравнение результатов измерения коэффициентов ЭВП, полученных разными авторами.

Материал, используемый для электродов, должен выбираться исходя из условий получения омических контактов. При этом материал электрода не должен химически реагировать с исследуемым веществом. Толщина электрода A должна быть достаточно малой по сравнению с глубиной $L_{\text{эфф}}$ проникновения первичных электронов в вещество. Обычно считается, что потери энергии в переднем электроде не должны превышать 0,1 от энергии пучка. С другой стороны, минимальная толщина переднего электрода l_A ограничивается возможностью создания сплошного, прочного, хорошо проводящего слоя. Потери энергии в переднем электроде приводят к размытию спектра первичных электронов, а следовательно, к некоторой неопределенности в величине энергии E_p , с которой электроны входят в исследуемое вещество. Кроме того, в результате взаимодействия пучка с передним электродом возникает рентгеновское излучение, которое может при определенных условиях заметно повлиять на проводимость и емкость исследуемого слоя [9]. Так как коэффициент неупругого отражения электронов η и интенсивность рентгеновского излучения зависят от атомного номера элемента Z , то для уменьшения упомянутых выше эффектов желательно выбирать в качестве материалов для переднего электрода вещества с малым Z (например, Al, Si вместо Ag и Au).

Если измерения методом сэндвича проводятся при средних значениях E_p ($1 - 10$ кэВ), то при определении истинного значения g необходимо учитывать прозрачность D_A переднего электрода (см. рис. 1.20). Без учета прозрачности $D_A(E_p)$ ход зависимости $g(E_p)$ при средних значениях E_p лишь воспроизводит в определенном масштабе ход кривой прозрачности $D_A(E_p)$ [17, 20]. При достаточно больших значениях E_p , когда прозрачность переднего электрода $D_A \rightarrow 1$, влиянием переднего электрода на величину коэффициента ЭВП можно пренебречь.

Как и в случае поперечной ЭВП (см. §§ 1 и 2 гл. IX), если не принять специальных мер, ток i_s вторичных электронов, эмиттированных из переднего металлического электрода A , будет зарегистрирован прибором, измеряющим ток ЭВП. Обычно для подавления ВЭЭ с переднего электрода на коллектор, окружающий мишень, подается задерживающий потенциал. Однако, так как быстрые неупруго отраженные электроны не могут быть задержаны этим полем, то вызванная ими эмиссия электронов с коллектора (третьичные электроны) может повлиять на результаты измерения ЭВП.

Для того чтобы предотвратить этот эффект, в работе [17] была предложена специальная конструкция блока мишени в виде цилиндра Фарадея с «двойным дном» (рис. 3). В этой конструкции исследуемый тройной слой (сэндвич) выполняет роль задней стенки цилиндра Фарадея ЦФ, в который через малое отверстие направляется хорошо сфокусированный первичный пучок. На стенки этого цилиндра, соединенного с передним электродом A сэндвича, замыкается практически весь ток ВЭЭ (если цилиндр достаточно глубокий и имеет малое входное отверстие). Ток ЭВП в этом случае представляет собой ток индуцированной утечки цилиндра Фарадея. Внешнюю торцевую стенку цилиндра удобно покрыть люминесцирующим слоем для контроля за фокусировкой и положением электронного пучка относительно входного отверстия.

При работе с тонкими диэлектрическими пленками максимальное значение g при заданной толщине пленки L достигается при таком значении E_p , которому соответствует максимум поглощенной в образце энергии ($\Delta E_p \sim E_p$), а следовательно, и максимум относительного внутреннего выхода δ_{g0} .

В ряде работ [2, 14, 25], где исследовались образцы с массивной подложкой, было установлено, что коэффициент g максимален в том случае, когда пробег первичных электронов $L_{эфф}$ приблизительно вдвое превышает толщину пленки L . Такая зависимость g от толщины образца L и энергии электронов E_p объясняется влиянием массивной подложки [17, 36]. При высоком значении КНО подложки η_n (зеркальная подложка) значительное количество первичных электронов (при условии, что $L_{эфф} > L$) отра-

жается от подложки и генерирует электронно-дырочные пары на обратном пути к поверхности пленки. При этих условиях некоторую роль в генерации пар в образце могут также играть рентгеновские лучи, возникающие при взаимодействии первичных электронов с металлической подложкой. Если соотношение между $L_{эфф}$ (E_p) и толщиной пленки L таково, что энергия отраженного от подложки луча почти полностью расходуется внутри исследуемого слоя (т. е. мощность отраженного от подложки пучка приближается к нулю вблизи поверхности пленки), то при таких значениях E_{pm} и L должен наблюдаться максимум коэффициента ЭВП [25]. Измеренные на опыте значения коэффициента ЭВП g_m характеризуют в этом случае не только исследуемый слой диэлектрика, но зависят от коэффициента неупругого отражения η_n подложки. Для массивных подложек с малыми значениями η_n (графит, Ве, Al, Cr), а также в случае достаточно тонких полупрозрачных подложек отражательные свойства подложки можно не принимать во внимание.

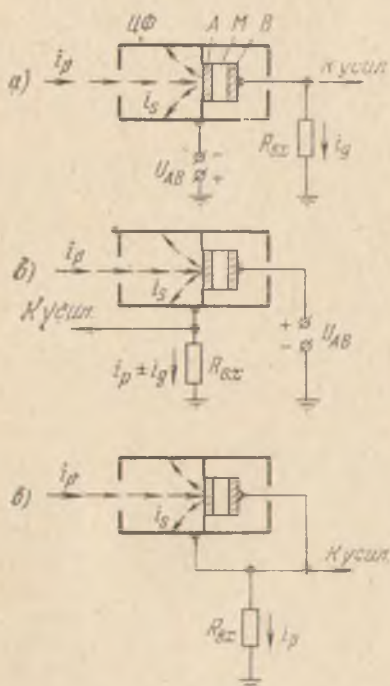


Рис. 3. Схема для измерения коэффициента продольной ЭВП непротреливаемого диэлектрического слоя в импульсном режиме: а) измерение тока ЭВП в цепи заднего электрода В, б) измерение разностного тока в цепи переднего электрода А, в) измерение первичного тока в объединенной цепи, М — диэлектрический слой, ЦФ — цилиндр Фарадея с «двойным дном» [17].

является правильный выбор технологии напыления слоев и контактных электродов (см. § 9 гл. III и § 3 гл. IX). Напыление металлических электродов должно проводиться с особой тщательностью, чтобы избежать появления закорачивающих перемычек и обеспечить однородность толщины переднего электрода. Эти трудности особенно велики, если необходимо исследовать тонкие напыленные диэлектрические слои ($L \leq 1$ мкм). Это обстоятельство является одним из основных недостатков метода сэндвича.

§ 3. Электрические схемы для измерения коэффициента продольной ЭВП диэлектриков

Величина стационарного тока ЭВП $i_{g \text{ ст}}$, текущего через диэлектрик, $i_{g \text{ ст}} = i_{AB} - i_T$, где i_T — темновой ток (см. § 5 гл. I). Обычно при измерении ЭВП диэлектриков и высокоомных полупроводников величиной i_T можно пренебречь по сравнению с i_g , если напряженность поля в диэлектрике E не превышает некоторую критическую величину ($\leq 10^7$ В/см), при которой могут возникнуть так называемые «эффекты сильного поля». При использовании импульсного режима или режима синусоидальной модуляции первичного тока темновой ток автоматически исключается из величины тока ЭВП.

В случае толстого непростреливаемого электронами слоя диэлектрика величина i_p обычно регистрируется в цепи переднего полупрозрачного электрода A (рис. 3, б) при внешней разности потенциалов на слое $U_{AB} = 0$. При $U_{AB} \neq 0$ в цепи переднего электрода A протекает разностный ток $i_A = i_p \pm i_g$. При электронной проводимости верхний знак соответствует случаю, когда анодом служит электрод A , а нижний — когда электрод B . Если коэффициент g превышает единицу, то при положительной полярности заднего электрода B направление разностного тока $i_A^+ = i_g - i_p$ обратно направлению i_p . В этом случае

$$g^+ = (i_A^+ / i_p) + 1. \quad (1)$$

Для обратной полярности электродов A и B направление тока $i_A^- = i_p + i_g$ в цепи переднего электрода A совпадает с направлением i_p , поэтому

$$g^- = (i_A^- / i_p) - 1. \quad (2)$$

Принципиальная схема измерения коэффициента ЭВП при сквозном простреле

тройного слоя (сэндвича) первичным электронным пучком показана на рис. 4. Этот случай реализуется при достаточно высокой энергии электронов первичного пучка E_p , тонких диэлектри-

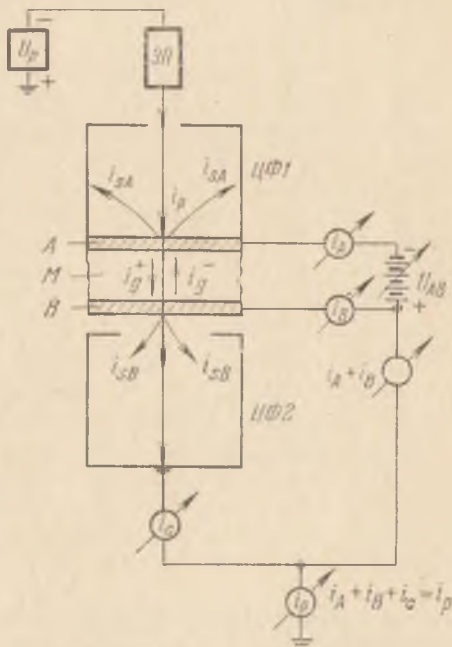


Рис. 4. Схема для измерения продольной ЭВП методом сэндвича в случае простреливаемых диэлектрических слоев.

ческих слоях и тонких полупрозрачных металлических электродах A и B . Рис. 4 относится к случаю стационарного режима. В импульсном режиме схема измерений остается той же, но вместо токовых приборов в цепь соответствующих электродов подключается входное сопротивление импульсного усилителя.

При разности потенциалов на слое диэлектрика $U_{AB} = 0$ в цепи переднего электрода A , электрически соединенного с первым цилиндром Фарадея ЦФ1, заднего электрода B и цилиндра Фарадея ЦФ2, расположенного за образцом, соответственно протекают токи

$$i_A = ai_p, \quad i_B = bi_p, \quad i_c = ci_p, \quad (3)$$

где $a + b + c = 1$. Сумма токов равна

$$i_A + i_B + i_c = i_p. \quad (4)$$

Если пробег первичных электронов в веществе $L_{эфф}$ значительно превышает толщину слоя L , коэффициенты a и b стремятся к нулю, а коэффициент $c \rightarrow 1$. В этом случае за величину i_p можно принимать ток i_c заднего цилиндра Фарадея ЦФ2.

При подаче на слой разности потенциалов U_{AB} токи в цепи электродов A и B изменяются за счет протекания тока ЭВП i_g (рис. 5). При $U_B > U_A$ (рис. 5, а)

$$i_A = ai_p - i_g^+, \quad i_B = bi_p + i_g^+, \\ i_c = i_c = ci_p. \quad (5)$$

Сумма токов равна

$$i_A + i_B + i_c = i_p. \quad (6)$$

При $U_B < U_A$ (рис. 5, б)

$$i_A = ai_p + i_g^-, \\ i_B = bi_p - i_g^-, \\ i_c = i_c = ci_p. \quad (7)$$

Сумма токов равна

$$i_A + i_B + i_c = i_p. \quad (8)$$

Рис. 5. Зависимости токов в цепи переднего A и заднего B электродов от энергии первичных электронов E_p при наличии разности потенциалов на слое диэлектрика: а) $U_B > U_A$, б) $U_B < U_A$.

Токи ЭВП вычисляются из приведенных выше выражений:

$$i_g^+ = i_A - i_A \quad (9)$$

или

$$i_g^+ = i_B^* - i_B^* \quad (10)$$

$$i_g^- = i_A^{***} - i_A^* \quad (11)$$

или

$$i_g^- = i_B^* - i_B^{***} \quad (12)$$

Отсюда коэффициенты продольной ЭВП:

$$g^+ = (i_A^* - i_A^{**}) / (i_A + i_B + i_c) = i_g^+ / i_p \quad (13)$$

или

$$g^+ = (i_B^{**} - i_B^*) / (i_A + i_B + i_c) = i_g^+ / i_p; \quad (14)$$

$$g^- = (i_A^{***} - i_A^*) / (i_A + i_B + i_c) = i_g^- / i_p \quad (15)$$

или

$$g^- = (i_B^* - i_B^{***}) / (i_A + i_B + i_c) = i_g^- / i_p. \quad (16)$$

§ 4. Способы нейтрализации объемного заряда

При изучении продольной ЭВП диэлектриков имеется существенная трудность — возникновение внутреннего объемного заряда $Q_V(x, y, z)$. Объемный заряд Q_V образуется за счет прилипания носителей тока на дефектах кристаллической решетки (ловушках). Поле объемного заряда $E_{\text{внутр}}(z)$ при некоторых условиях, особенно в случае $L_{\text{эфф}}(E_p) \ll L$, может в облучаемой части образца скомпенсировать поле внешней тянущей разности потенциалов $E_{\text{внешн}} = U_{AB}/L$. Это приводит к резкому уменьшению или почти полному прекращению протекания стационарного тока ЭВП $i_{\text{гст}}$ через диэлектрик [2, 15]. Однако при сквозном простреле диэлектрического слоя ($L_{\text{эфф}} > L$) коэффициент ЭВП $g_{\text{ст}}$ обычно превышает единицу даже в стационарном режиме. Это обстоятельство позволяет предполагать, что возникающие при сквозном простреле пленки объемные заряды Q_V обоих знаков (захваченные на ловушках электроны и дырки) в значительной степени компенсируют друг друга. Так как компенсация обычно не является полной, то в случае тонких пленок (при $L < L_{\text{эфф}}$) образование объемного заряда приводит к некоторому уменьшению коэффициента ЭВП за счет снижения эффективной напряженности поля в слое.

Влияние внутреннего объемного заряда на ЭВП можно исключить или уменьшить несколькими способами. Если напряжение U_{AB} , приложенное к образцу, остается постоянным, то при стационарной электронной бомбардировке поле внутреннего пространственного заряда $E_{\text{внутр}}$ будет нарастать до тех пор, пока не скомпенсирует внешнее тянущее поле $E_{\text{внешн}}$. Предельное напряжение U_{AB}^* между электродами A и B , соответствующее

заполнению ловушек, определяется выражением

$$U_{AB}^* = U_n = \frac{2\pi e N_n L^2}{\epsilon}, \quad (1)$$

где N_n — концентрация ловушек (см. § 5 гл. I). При $U_{AB} < U_n$ ток ЭВП через диэлектрический слой ограничен пространственным зарядом. При $U_{AB} > U_n$ происходит резкое возрастание тока ЭВП i_g (см. кривую 3 рис. 1.18).

Для того чтобы увеличить ток i_g при $U_{AB} < U_n$, необходимо уменьшить поле пространственного заряда. Достигнуть этого можно путем увеличения скорости освобождения захваченных электронов (дырок), например, подогревая образец [15] или облучая его инфракрасным светом [6]. Другой путь — уменьшение темпа поступления первичных электронов в диэлектрик путем использования малых плотностей первичного тока j_p при работе в стационарном режиме или переход к импульсному режиму облучения. Как и при исследовании ВЭД диэлектриков, наиболее подходящим является режим коротких (≤ 1 мкс) одиночных импульсов [17].

Мак-Кей [1] в дополнение к методу бомбардировки образца периодически следующими импульсами тока предложил нейтрализовать действие пространственного заряда посредством периодического изменения знака внешнего тянущего поля, создаваемого в кристалле. Если напряжение U_{AB} изменяется со временем по синусоидальному закону, то электроны будут двигаться к подложке во время положительного полупериода. Захватываясь на ловушках, они создают в кристалле поле пространственного заряда, противодействующее полю внешней разности потенциалов. Во время отрицательного полупериода под влиянием приложенного тянущего поля и поля ранее созданного отрицательного пространственного заряда в направлении к подложке будут дрейфовать дырки. Некоторые из них могут рекомбинировать с захваченными электронами, а некоторые сами могут быть захвачены на дырочных ловушках. Оба эти процесса приводят к уменьшению поля отрицательного объемного заряда. При этом предполагается, что дырки имеют подвижность того же порядка, что и электроны (для алмаза, с которым экспериментировал Мак-Кей, это условие приблизительно выполняется). Однако для большинства диэлектриков подвижность дырок μ_p значительно меньше подвижности электронов μ_n . Поскольку различие в средних сдвигах электронов ($w_n = \mu_n \tau_n E$) и дырок ($w_p = \mu_p \tau_p E$) практически всегда существует, дырки могут захватываться не точно в тех же областях, что и электроны. Таким образом, при данном методе нейтрализации внутри кристалла могут существовать поля пространственного заряда, несмотря на то, что в целом кристалл можно сделать нейтральным.

Мак-Кей [1] модулировал первичный пучок короткими ($\tau_p \sim 5$ мкс) прямоугольными импульсами с временем нарастания фронта $\tau_f = 0,02$ мкс. Частота следования импульсов (60 имп/с) совпадала с частотой ω_{AB} синусоидального напряжения $U_{AB} = U_0 \sin \omega_{AB} t$, подаваемого на образец для периодического реверсирования полярности тянущего поля. Схема позволяла сдвигать импульс по отношению к фазе синусоидального напряжения, т. е. бомбардировать кристалл при любой выбранной фазе

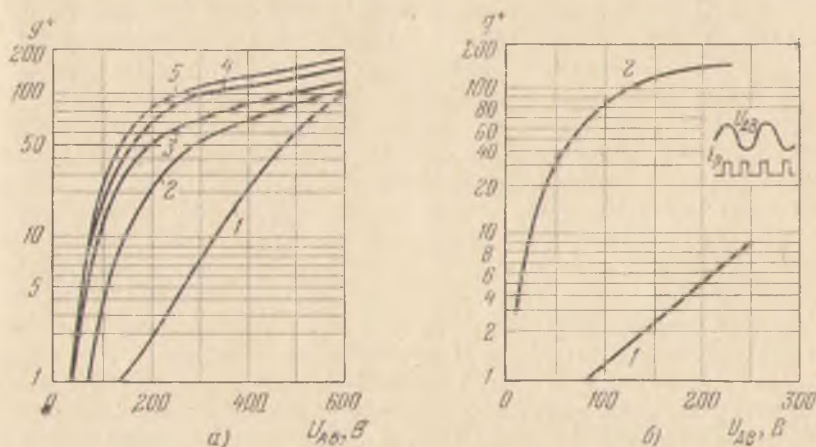


Рис. 6. а) Вольт-амперные характеристики тока ЭВП g^+ (U_{AB}) для кристалла алмаза, снятые при различных значениях постоянной составляющей первичного тока $i_{рст}$ (в А). 1 — 0; 2 — $< 3 \cdot 10^{-11}$; 3 — $2 \cdot 10^{-10}$; 4 — $6 \cdot 10^{-10}$; 5 — $3 \cdot 0^{-10}$; $E_p = 10$ кэВ; б) вольт-амперные характеристики тока ЭВП, снятые при различной частоте переменного напряжения U_{AB} , подаваемого на электроды кристалла. 1 — $f_{AB} = 0$ и 60 Гц, 2 — $f_{AB} = 30$ и 510 Гц [1].

тянущего поля в кристалле. Обычно импульс первичного тока подавался на кристалл при максимуме либо положительного (при измерении g^+), либо отрицательного (при измерении g^-) полупериодов. Оказалось, однако, что одного реверсирования полярности напряжения U_{AB} недостаточно для компенсации пространственного заряда Q_V . Однако если импульс первичного тока i_p накладывать на значительно меньший по величине стационарный первичный ток $i_{рст}$, то, регулируя величину этого тока, при каждом значении E_p можно получить максимально возможное значение коэффициента ЭВП g . Такая регулировка величины постоянного тока $i_{рст}$ производилась при малых значениях амплитуды U_0 тянущего синусоидального поля U_{AB} , когда эффекты пространственного заряда выражены наиболее сильно.

На рис. 6 в качестве примера показано, как деформируется вольт-амперная характеристика $i_g(U_{AB})_{E_p = \text{const}}$ при изменении

постоянной составляющей первичного тока $i_{p\text{ст}}$. Видно, что имеется некоторая оптимальная величина тока $i_{p\text{ст}}^* \approx 3 \cdot 10^{-11}$ А, которой соответствует максимальное значение g^+ (значение $i_{p\text{ст}}$ для получения оптимума g^- оказывается таким же, как и для оптимума g^+). Кривые, полученные в [1] при других значениях E_p , отличаются от кривых рис. 6 лишь тем, что для каждого значения E_p имеется свое оптимальное значение тока $i_{p\text{ст}}^*$. Оптимальное значение постоянной составляющей первичного тока $i_{p\text{ст}}^*$, обеспечивающее нейтрализацию, в опытах Мак-Кея лежало в пределах от $\sim 10^{-11}$ А (при высоких E_p) до 10^{-8} А (при низких E_p). Резкое уменьшение g^+ происходит в случае, когда $i_{p\text{ст}} = 0$.

На рис. 6, б приведены вольт-амперные характеристики ЭВП, полученные для $i_{p\text{ст}} = 0$ при различном соотношении между частотой следования импульсов f_p и частотой синусоидального тянущего напряжения f_{AB} . Кривые $g(U_{AB})$ при режиме постоянного тянущего поля ($f_{AB} = 0$) и при $f_{AB} = 60$ Гц совпадают. Такой же результат был получен и при $f_{AB} = 480$ Гц. Вообще, при отношении частот $f_{AB}/f_p = n$, где n — целое число ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), точки укладываются на нижнюю кривую рис. 6, б. При отношении частот $f_{AB}/f_p = n + 1/2$ кривая $g(U_{AB})$ идет значительно выше кривой 1 и почти не отличается от кривой $g(U_{AB})$ для случая, когда имеется постоянная составляющая первичного тока, соответствующая оптимальной компенсации объемного заряда. Разница между этими двумя случаями состоит в том, что в первом из них импульсы первичного тока i_p подаются только при максимумах положительных полупериодов тянущего поля U_{AB} , а во втором — так, как это показано в правом верхнем углу рис. 6, б. Приведенные данные показывают, что для эффективной нейтрализации объемного заряда Q_V необходимо периодическое реверсирование направления протекающего через образец тока ЭВП. Однако степень нейтрализации при использовании описанного выше метода не поддается точному контролю.

Для преодоления этой трудности Мак-Кеем [3] была предложена более сложная схема, изображенная на рис. 7. Это устройство позволяет подавать на подложку кристалла тянущее напряжение изменяющееся по сложному закону (рис. 8, а). Электронная пушка ЭП (рис. 7) отпирается импульсами, вырабатываемыми двумя различными импульсными генераторами 2 и 3, которые, в свою очередь, запускаются от специального синхронизирующего блока 1. Этот же блок посылает сигналы на ограничительный каскад 4 и генератор развертки 9.

Рассмотрим принцип действия схемы, изображенной на рис. 7. Предположим, что пучок первичных электронов бомбардирует кристалл, свободный от пространственного заряда, в течение нескольких микросекунд при максимуме положительного полупериода тянущего поля. При этом электроны, созданные вблизи

переднего полупрозрачного электрода A , вытягиваются в непрозрачиваемую часть образца. Вследствие образования в кристалле внутреннего отрицательного заряда QV при захвате электронов

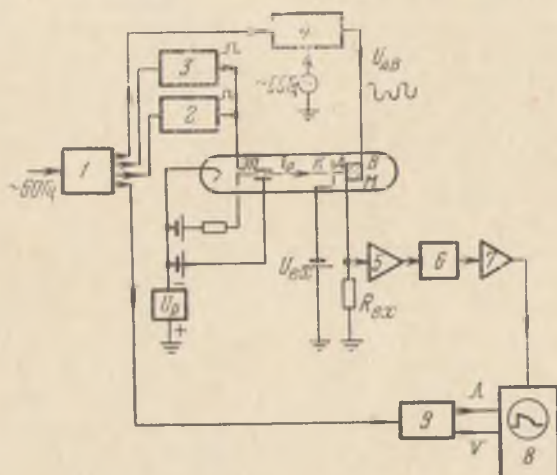


Рис. 7. Усовершенствованная схема нейтрализации объемного заряда в диэлектрическом кристалле при измерении коэффициента продольной ЭВП импульсным методом [3].

на ловушках ток ЭВП i_g начинает уменьшаться, как показано на осциллограмме рис. 8, в. Вслед за этим происходит реверсирование направления тянущего поля, и при максимуме отрицательного полупериода на кристалл подается второй (нейтрализующий)

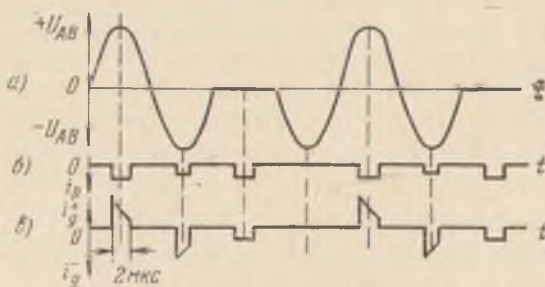


Рис. 8. а) Напряжение U_{AB} , подаваемое на образец, б) первичный ток i_p , в) ток возбужденной проводимости i_g .

импульс первичного тока, который с целью выбора оптимальных условий нейтрализации может отличаться от первого как по длительности, так и по амплитуде. Через кристалл по направлению к подложке под действием внешнего поля и поля отрицательного

пространственного заряда теперь начинают двигаться дырки, создаваемые в простреливаемой пучком части образца. Уменьшение дырочного тока, показанное на рис. 8, в, происходит за счет нейтрализации отрицательного объемного заряда при захвате дырок. Однако после окончания второго (нейтрализующего) импульса остается неясным, в какой степени нейтрализован пространственный заряд, накопленный в кристалле во время действия первого импульса. Для того чтобы выяснить это, внешнее тянущее поле уменьшается до нулевого значения и на кристалл подается третий (контрольный) импульс первичного тока. Если при этом через кристалл проходит ток ЭВП, то это означает, что в кристалле существует поле внутреннего пространственного заряда, под действием которого дрейфуют неравновесные носители. Регулируя амплитуду и длительность импульса, можно добиться, чтобы во время действия контрольного импульса ток ЭВП был равен нулю. При этом на экране осциллографа будет наблюдаться только импульс первичного тока i_p (поскольку усилитель включен непосредственно в цепь переднего электрода). Убедившись, что во время испытательного импульса $i_g = 0$, можно подавать следующий импульс в момент, соответствующий максимуму положи-

тельного полупериода тянущего поля. Изменив последовательность подачи импульсов, можно измерять величину дырочного коэффициента ЭВП g^- .

В [3] была осуществлена фотографическая регистрация импульсов первичного и суммарного (разностного) токов, протекающих в цепи переднего электрода А. Полученные таким образом осциллограммы обрабатывались с помощью специальной координатной шкалы. Видеоусилители 5 и 7 (см. рис. 7), использованные в [3], обладали максимальным усилением в 113 дБ. Калиброванный аттенуатор 6 позволял получать на экране осциллографа 8



Рис. 9. Осциллограммы электронного g^+ и дырочного g^- токов ЭВП в алмазе при изменении разности потенциалов U_{AB} на кристалле от 0 до 1000 В [1].

постоянное отклонение при любой величине входного тока. При таком способе измерений устранялись вредные эффекты, связанные с нелинейностью выходного усилителя 7.

Как видно из рис. 9, при малых напряженностях поля в образце ток ЭВП, проходящий через кристалл, после достижения максимального значения быстро стремится к нулю. Этот спад,

имеющий экспоненциальный характер, вызван образованием пространственного заряда Q_V . Начиная с $U_{AB} \approx 10^3$ В (это соответствует в кристалле с $L = 0,45$ мм полю $E \approx 2 \cdot 10^4$ В/см) спад тока становился незначительным. При прохождении через кристалл дырочного тока эффекты пространственного заряда, как видно из рис. 9, выражены более сильно: при самой высокой напряженности поля ток падал до половины своего максимального значения менее чем за 0,5 мкс. Эта разница в скоростях затухания электронного и дырочного токов ЭВП, по-видимому, обусловлена различием поперечных сечений захвата электронов и дырок и разной плотностью дырочных и электронных ловушек в образце.

Исследование осциллограмм импульсов тока ЭВП типа приведенных на рис. 9 может дать сведения о скорости возникновения пространственного заряда dQ_V/dt , подобно тому, как осциллограммы типа показанных на рис. 1.35 (см. § 6 гл. I) позволяют изучать кинетику накопления поверхностного заряда при ВЭЭ диэлектриков.

Как было показано в [1, 3], время спада тока ЭВП зависит от степени нейтрализации объемного заряда: при оптимальной нейтрализации заряда Q_V это время максимально.

Если в момент подачи импульса первичного тока кристалл можно считать электрически нейтральным, то амплитуда импульса наведенного тока $i_g^\pm = i_A \pm i_p$ является мерой ЭВП. Максимальный коэффициент g^\pm при данном E_p можно при этом определить как отношение максимального тока i_g^\pm , протекающего через кристалл, к току пучка i_p . Для уменьшения влияния пространственного заряда на измерения коэффициента ЭВП можно изменять полярность напряжения на образце перед каждым импульсом первичного тока с помощью мультивибратора, работающего в ждущем режиме [10]. Вместо периодически повторяющихся импульсов для сведения к минимуму влияния объемного заряда на величину тока ЭВП наиболее целесообразно использовать режим одиночных импульсов первичного тока в сочетании с реверсированием постоянного напряжения U_{AB} , прикладываемого к образцу [17, 37].

§ 5. Использование ЭВП для определения параметров ловушек и неравновесных носителей тока в диэлектриках

Применение одиночных импульсов первичного тока для создания неравновесных носителей тока в диэлектриках, позволяющее свести к минимуму эффекты объемного заряда, дает в ряде случаев возможность определить время жизни носителей τ , их дрейфовую подвижность $\mu_{др}$, число электронов Δn , возбужденных в зону

проводимости, а также концентрацию N_d и энергетическую глубину ловушек ΔE_d .

Инжекция электронов в образец через электрод A производится с помощью короткого импульса первичного тока τ_p ($\tau_p \ll T = L^2/(\mu_{др} U_{AB})$). При этом энергия первичных электронов выбирается таким образом, чтобы глубина проникновения электронов $L_{эфф}$ была значительно меньше толщины образца L (см. рис. I.17, б). Если носители проходят через весь образец, то это приводит к резкому спаду (до нулевого значения) наведенного тока i_A , измеряемого в цепи переднего электрода A .

Анализ временных изменений наведенного тока [6] показывает, что, если в момент $t = 0$ в зоне проводимости имеется Δn электронов, ток в цепи переднего электрода A

$$i_{gA}(t) = \begin{cases} \frac{e \Delta n}{T} e^{-t/\tau}, & 0 < t \leq T, \\ 0, & t > T, \end{cases} \quad (1)$$

где $T = L^2/(\mu_{др} U_{AB})$ — время пролета (см. § 5 гл. I).

Как видно из (1), ток ЭВП убывает экспоненциально с постоянной времени, равной времени жизни τ , вплоть до момента $t = T$, когда ток падает до нуля. Вблизи $t = 0$ временной ход наведенного тока может быть искажен первичным электронным импульсом. Для прямоугольных первичных импульсов с амплитудой i_p и длительностью τ_p ток ЭВП в цепи переднего электрода A равен [6]

$$i_{gA}(t) = \begin{cases} i_p(\delta_g - 1) \frac{\tau}{T} (1 - e^{-t/\tau}), & 0 \leq t \leq \tau_p, \\ i_p(\delta_g - 1) \frac{\tau}{T} (e^{\tau_p/T} - 1) e^{-t/\tau}, & \tau_p \leq t \leq T, \\ 0, & t > T, \end{cases} \quad (2)$$

где $\delta_g = \Delta n/n_p$ — эффективное внутреннее вторично-электронное усиление. До момента $t = \tau_p$, пока включен пучок возбуждающих электронов, наблюдается рост тока i_{gA} . После выключения возбуждающего пучка ток экспоненциально спадает вплоть до момента, когда носители достигнут заднего электрода ($t = T$). Конечно, в реальных условиях спад тока при $t \approx T$ происходит не мгновенно ввиду конечных размеров области $L_{эфф}$, в которой генерируются носители, а также из-за диффузии носителей.

Построив зависимость логарифма наведенного электронного или дырочного токов от времени $\ln i_{gA}^{\pm}(t)$, можно определить среднее время жизни носителей тока τ . Если, кроме того, носители проходят сквозь образец и удастся определить время пролета T , то можно вычислить дрейфовую подвижность:

$$\mu_{др} = L^2/(TU_{AB}) \quad (3)$$

и величину коэффициента δ_g , характеризующего выход внутренних вторичных электронов:

$$\delta_g = \frac{i_{gA}(\tau_p) T}{i_p \tau (1 - e^{-\tau_p/\tau})} + 1. \quad (4)$$

При $\tau_p \gg \tau$ из (4) следует, что

$$\delta_g = \frac{i_{gA}(\tau_p) T}{i_p \tau} + 1. \quad (5)$$

Так как δ_g для электронов и дырок в ряде случаев можно считать одинаковым [6], то, определив δ_g для электронов, можно с помощью соотношения (4) вычислить время пролета T_p для дырок, а следовательно, и подвижность дырок μ_p даже в том случае, когда они не проходят через образец и время пролета для них нельзя определить непосредственно из осциллограммы тока ЭВП.

Величины β_r , g_∞ (см. § 5 гл. I) и произведение $\mu_{др}\tau$ можно определить путем обработки экспериментальной вольт-амперной характеристики (ВАХ) тока продольной ЭВП. Кривая $g(U_{AB})$ в этом случае должна сниматься в режиме импульсной бомбардировки, с нейтрализацией объемного заряда Q_V в интервалах между импульсами, т. е. в условиях, когда образец практически свободен от пространственного заряда. Сопоставление снятой таким образом ВАХ с теоретической кривой $\Delta_g(G)$ дает возможность вычислить значения указанных выше величин β_r и g_∞ .

Для подгонки экспериментальной ВАХ $g(U_{AB})$ к теоретической зависимости $\Delta_g(G)$ (см. рис. 1.18) необходимо ввести соответствующие масштабные коэффициенты K_1 и K_2 для оси ординат и оси абсцисс:

$$\Delta_g = K_1 g = g g_\infty^{-1}, \quad (6)$$

$$G = K_2 U_{AB} = \mu_{др}\tau U_{AB} L^{-2}. \quad (7)$$

Если экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретическую ВАХ $\Delta_g(G)$ (т. е. если можно подобрать соответствующие численные коэффициенты K_1 и K_2 , одинаковые для любых значений g и U_{AB}), то из (6) и (7) следует, что

$$K_1 = g_\infty^{-1}, \quad (8)$$

$$K_2 = \mu_{др}\tau L^{-2}. \quad (9)$$

Так как $g_\infty = \beta_r \delta_{g0} = \mu_r \Delta n_0 / n_p$, то, зная величину K_1 , можно оценить коэффициент начальной рекомбинации

$$\beta_r = g_\infty / \delta_{g0} = n_p / (K_1 \Delta n_0). \quad (10)$$

Если известна энергия пучка первичных электронов ΔE_p , теряемая в образце, и средняя энергия образования одной элект-

ронно-дырочной пары $\varepsilon = K\Delta E_g$ (ΔE_g — ширина запрещенной зоны, $K \approx 2-3$), то (10) можно переписать в виде

$$\beta_r = \frac{\varepsilon_{\infty}}{\Delta E_p / \varepsilon} = \frac{\varepsilon}{K_1 \Delta E_p} \quad (11)$$

Зная подвижность носителей, из (9) можно определить время жизни

$$\tau = K_2 L^2 / \mu_{др} \quad (12)$$

Такой метод определения времени жизни τ носителей тока в диэлектриках был использован в ряде работ [1, 17, 20].

Исследуя ВАХ $g(U_{AB})$ при различных температурах образца, можно получить сведения о температурной зависимости величины произведения $\mu_{др}\tau$, что в свою очередь позволяет проверить некоторые выводы теории твердого тела, касающиеся рассеяния носителей тока в диэлектриках на оптических и акустических фонах и дефектах решетки [13, 20].

Для измерения подвижности носителей заряда в аморфных пленках селена Спир [8] использовал импульсную схему, показанную на рис. 10. Генератор 2 прямоугольных импульсов, запускаемый блоком запуска 1, вырабатывает импульсы продолжительностью 0,1 мкс с частотой повторения 20 имп/с, подаваемые через линию задержки 3 на пушку ЭП. На образце M напыляются полупрозрачные золотые электроды A и B . Напряжение U_{AB} , создающее поле в образце, подается на верхний электрод A . Нижний электрод B соединяется с услителем 4,

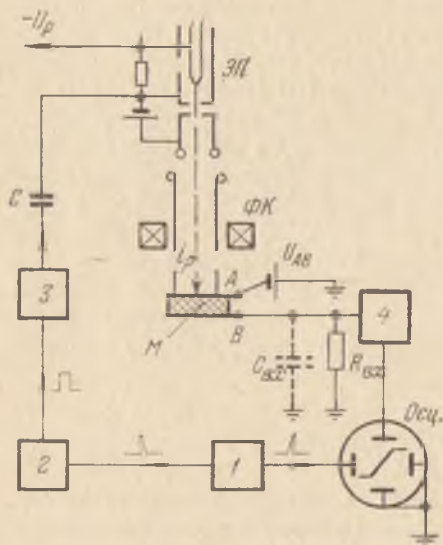


Рис. 10. Схема импульсной установки [8] для измерения подвижности носителей заряда методом продольной ЭВП. A и B — передний и задний электроды, M — селеновая мишень.

входное сопротивление $R_{вх}$ которого шунтировано сопротивлением образца R_t и емкостью $C_{вх}$ (сумма паразитной емкости схемы и емкости образца C_t). Величина $C_{вх}$ во всех экспериментах поддерживалась постоянной и равной 350 пФ. Величина входного сопротивления $R_{вх}$ выбиралась равной 1 МОм. Таким образом, постоянная времени входной цепи $\tau_{вх} = R_{вх}C_{вх} = 350$ мкс, что намного больше времени T прохождения носителей сквозь обра-

зец. Сопротивление образца $R_t \gg R_{вх}$. При этих условиях падение напряжения на сопротивлении между моментами $t=0$ и $t=T$ будет прямо пропорционально полному заряду Q_g на емкости $C_{вх}$ (см. § 5 гл. I). Осциллограммы в цепи электрода B при возбуждении носителей вблизи от электрода A в момент $t=0$ короткими импульсами первичного тока будут отражать движение носителей тока через образец. Очевидно, что время T соответственно для электронов и дырок может быть определено из осциллограмм лишь при условии $L_{эфф}(E_p) \ll L$.

С учетом поля пространственного заряда полная напряженность тянущего поля в образце равна

$$E = (U_{AB} - \Delta U_Q)/L, \quad (13)$$

где U_{AB} — напряжение, приложенное извне к образцу, ΔU_Q — напряжение на электродах, компенсирующее поле объемного заряда Q_v . Величина, обратная времени прохождения электронов или дырок через образец, согласно (3), равна

$$1/T^{\pm} = \mu_{др}^{\pm} (U_{AB} - \Delta U_Q^{\pm})/L^2. \quad (14)$$

Из наклона кривых $1/T^{\pm} = f(U_{AB}/L^2)$ можно определить $\mu_{др}^{\pm}$.

Коломиец и Лебедев [19] применили метод Спиря [8] для исследования влияния примесей на подвижность носителей заряда в аморфном селене. Образцы представляли собой сэндвичи Al—Se—Al. Энергия первичных электронов изменялась от 3 до 10 кэВ при длительности импульса первичного тока $\tau_p \leq 10^{-8}$ с. Напряженность поля в образце не превышала $\sim 2 \cdot 10^5$ В/см. Для измерений времени прохождения T были использованы широкополосный усилитель и высокоскоростной осциллограф.

Этот метод был использован также в работах Франкевича и Балабанова [18], посвященных исследованию движения носителей тока в органических веществах. Авторы [18] работали с пленками тетрацена и n -терфенила толщиной от 1 до 15 мкм с нанесенными на них полупрозрачными алюминиевыми электродами. Для инжекции носителей в образец использовались короткие ($\tau_p = 0,1-0,2$ мкс) импульсы тока, получаемые с помощью электронной пушки ($E_p = 2-12$ кэВ), отпираемой импульсным генератором. Измерительный тракт состоял из усилителя с полосой от 50 Гц до 50 МГц и осциллографа, позволявшего фотографировать одиночные импульсы.

Процессы прилипания и последующего освобождения электронов, захваченных на мелких ловушках, могут существенно влиять на временной ход тока ЭВП. При низких температурах образца наблюдать эти процессы можно лишь в том случае, если применить инфракрасную подсветку исследуемых кристаллов. Такие измерения проводились, например, в работе [6] на кристаллах AgCl при температуре -100°C . Для определения относитель-

ной чувствительности различных мест исследуемого образца электронный пучок в промежутке между импульсами первичного тока перемещался вдоль поверхности образца, облучаемой инфракрасным светом. В результате этого осциллограммы тока ЭВП состояли из нескольких кривых, свидетельствующих о наличии участков с разной чувствительностью. При этом окончательному спаду тока всегда предшествовал подъем тока ЭВП, сравнимый по амплитуде со значением тока в начальный момент времени (сразу же после окончания первичного импульса). Естественно предположить, что этот подъем связан с электронами, которые в процессе прохождения тока однократно или многократно освобождаются из центров прилипания в результате поглощения квантов ИК-света. Спад тока после прохождения через максимум наступает тем раньше, чем выше напряженность E тянущего поля *). Этот факт свидетельствует о том, что спад тока до нуля обусловлен прохождением электронов сквозь весь кристалл AgCl ($\tau_n > T_n$).

Для диэлектриков и высокоомных полупроводников типично следующее неравенство: $n_{\text{л}} \gg \Delta n$, где $n_{\text{л}}$ — концентрация носителей, захваченных центрами прилипания, Δn — концентрация свободных носителей в соответствующей зоне. При этом условии, как легко показать (см. § 5 гл. I):

$$\mu_{\text{др}} \approx \frac{N_c}{N_a} \exp\left(-\frac{\Delta E_{\text{л}}}{kT_i}\right) \mu, \quad (15)$$

где $\Delta E_{\text{л}}$ — глубина уровней, соответствующих центрам прилипания, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, N_a — концентрация центров прилипания, T_i — температура мишени.

Выражение (15) можно переписать в виде

$$\mu_{\text{др}} = \mu_0 \exp[-\Delta E_{\text{л}}/(kT_i)], \quad (16)$$

где μ_0 — слабо изменяющаяся с температурой функция (по сравнению с экспонентой), поскольку подвижность μ свободных носителей в зоне зависит от T_i гораздо слабее дрейфовой подвижности $\mu_{\text{др}}$ [44].

Из наклона кривой $\ln \mu_{\text{др}} = f(1/T_i)$ можно определить величину $\Delta E_{\text{л}}$, т. е. глубину залегания центров прилипания. На этом основан один из методов определения $\Delta E_{\text{л}}$: вначале при различных температурах измеряются времена T прохождения носителей через образец, а затем в соответствии с выражением (14) вычисляются величины $\mu_{\text{др}}$.

Наличие центров прилипания оказывает заметное влияние также на измерение времени жизни носителей τ в образце после

*) Одним из механизмов освобождения носителей тока из ловушек является механизм Френкеля: термовозбуждение, облегченное полем.

прекращения возбуждения. Наблюдаемое на опыте время τ будет характеризовать время жизни свободных носителей лишь в случае отсутствия центров прилипания или при малой концентрации $n_{\text{л}}$ захваченных центрами прилипания носителей по сравнению с концентрацией свободных носителей Δn . Когда эти концентрации становятся сравнимыми, измеряемое эффективное время затухания $\tau_{\text{эфф}}$ оказывается больше времени жизни τ .

Так как в диэлектриках при не слишком высоких уровнях возбуждения $n_{\text{л}} \gg \Delta n$, то время затухания ЭВП может определяться не скоростью рекомбинации свободных носителей τ , а скоростью освобождения свободных носителей из мелких ловушек. При этом $\tau_{\text{эфф}}$ можно записать в виде [12]:

$$\tau_{\text{эфф}} = \tau_0 \exp [\Delta E_{\text{л}} / (kT_t)], \quad (17)$$

где τ_0 — медленно меняющаяся по сравнению с экспонентной функция температуры. Из наклона кривой $\ln \tau_{\text{эфф}} = f(1/T_t)$ можно определять величину $\Delta E_{\text{л}}$. На этом основан предложенный в [12] метод определения глубины уровней центров прилипания $\Delta E_{\text{л}}$.

При высоких температурах спад наведенного тока после прекращения бомбардировки характеризуется малой постоянной времени и может регистрироваться осциллографическим способом. Эффект освобождения электронов, захваченных ловушками, обнаруживается при этом в виде «хвоста» импульсного тока ЭВП. Временной ход термостимулированной ЭВП носит при высоких температурах экспоненциальный характер:

$$i_g(t) = i_{g0} \exp(-t/\tau_{\text{эфф}}). \quad (18)$$

Из наклона кривой

$$\ln(i_g(t)/i_{g0}) = -t/\tau_{\text{эфф}} \quad (19)$$

можно определить $\tau_{\text{эфф}}$. Если такие измерения провести при нескольких температурах мишени T_t , то, построив зависимость

$$\ln \tau_{\text{эфф}} = f(1/T_t), \quad (20)$$

можно из наклона этой прямой определить глубину ловушек $\Delta E_{\text{л}}$.

Измерения остаточной ЭВП (послевозбужденной проводимости) при низких температурах можно проводить, заменив, как это делалось в работе [12], осциллограф пикоамперметром. Этот метод подобен методу термостимулированной проводимости, используемому при исследовании фотопроводимости диэлектриков и полупроводников [45].

Еще один метод исследования теплового освобождения носителей тока из ловушек, основанный на ЭВП, был предложен Мак-Кеем [3]. Исследуемый образец подвергается через определенные интервалы времени Δt_p импульсной бомбардировке. Вначале

образец с нейтрализованным пространственным зарядом бомбардируется первичным током с импульсом определенной длительности τ_{p1} . Задний фронт наблюдаемого на осциллографе импульса тока ЭВП представляет собой ток, протекающий через образец при совместном воздействии внешнего тянущего поля $E_{\text{внешн}}$ и поля внутреннего пространственного заряда Q_V , который накоплен в образце к данному моменту времени. Если образец «отдыхает» определенное время Δt_p , то высота переднего фронта испытательного импульса длительностью $\tau_{p2} \ll \tau_{p1}$ будет отличаться от высоты заднего фронта начального импульса. Если приложенное поле поддерживается постоянным, то единственная причина, приводящая к изменению суммарного поля в образце, — это освобождение вследствие тепловых процессов захваченных на ловушках носителей и их выход из образца под воздействием приложенного напряжения или рекомбинация носителей противоположного знака в объеме. Изменение поля пространственного заряда $E_{\text{внутр}}$ в свою очередь влияет на рассматриваемый ток ЭВП. Очевидно, что величина разности высот переднего фронта испытательного импульса и заднего фронта начального импульса должна быть функцией интервала времени Δt_p и температуры образца T_t .

В [3] было показано, что электроны в алмазе могут освобождаться из ловушек спустя много миллисекунд после окончания начального импульса. Освобождение дырок при комнатной температуре образца не было обнаружено за времена вплоть до 16 мс.

Описываемый импульсный метод исследования теплового освобождения электронов из ловушек, основанный на влиянии поля объемного заряда на величину тока ЭВП, подобен импульсному методу исследования кинетики разрядки поверхности диэлектрика, основанному на влиянии поля поверхностного заряда на отбор тока ВЭЭ (см. § 6 гл. I и § 2 гл. VIII).

Концентрация ловушек N_L в обстреливаемом электроном образце может быть определена из следующей формулы (см. формулу (1) в § 4):

$$N_L = \epsilon U_L / (2\pi e L^2), \quad (24)$$

где U_L — напряжение заполнения ловушек (см. рис. I.18).

§ 6. Метод электронного контакта

В качестве контакта с регулируемым уровнем инжекции электронов может быть использован электронный луч. Впервые идея создания контакта с помощью электронного луча при измерении ЭВП диэлектриков была высказана в 1945 г. Вудынским [22]. Песьяцкий [23] в 1947 г. предложил электронно-лучевую трубку, использующую явление ЭВП и принцип электронного контакта. Такие трубки после работ Пенсакса [24 — 26] получили название

графеконов. Вслед за этими пионерскими работами было выполнено большое число исследований, посвященных применению метода электронного контакта для исследования продольной ЭВП диэлектриков и высокоомных полупроводников [27—41].

Величина полного мгновенного коэффициента усиления γ первичного тока мишенью ЭЛТ при воздействии на заряженную поверхность диэлектрика возбуждающего пучка определяется не только коэффициентом ЭВП g , но и эффективным коэффициентом ВЭЭ $\sigma_{эфф}$:

$$\gamma^{\pm} = \sigma_{эфф} \pm g^{\pm}. \quad (1)$$

Таким образом, ЭВП может либо «помогать», либо «мешать» ВЭЭ при зарядке или разрядке диэлектрической мишени.

При больших E_p , когда слой диэлектрика простреливается электронным пучком насквозь, обычно $g \gg \sigma_{эфф}$, и можно считать, что $\gamma \approx g$. При малых E_p , когда $g \ll 1$, $\gamma \approx \sigma_{эфф}$. При наличии ВЭЭ, усиленной полем (положительная зарядка поверхности, пористые слои), $\sigma_{эфф}$ может достигать больших значений (до 10^2) при E_p в несколько кэВ [35, 42, 43]. В этом частном случае может оказаться, что $\sigma_{эфф} \approx g$, $\gamma \approx 0$.

Напыление переднего электрода изменяет соотношение между поверхностным $\sigma_{эфф}$ и объемным g^{\pm} коэффициентами усиления. Поэтому данные о величине g^{\pm} и ходе ВАХ тока ЭВП, полученные методом сэндвича, не могут быть непосредственно использованы для характеристики свойств реальных мишеней, работающих в ЭЛТ с накоплением зарядов. С другой стороны, использование метода электронного контакта приводит к утрате ценного свойства метода сэндвича — строгой фиксации разности потенциалов U_{AB} на слое. В случае электронного контакта значение потенциала поверхности диэлектрика определяется с меньшей точностью (см. гл. VIII).

а) Метод исследования прохождения стационарных токов сквозь непростреливаемые диэлектрические слои (метод низковольтной ЭВП). В этом случае свободная поверхность диэлектрического слоя, нанесенного тем или иным способом на металлическую подложку, облучается расфокусированным электронным лучом с энергией $E_p \sim 0,5—1$ кэВ в режиме стационарного тока (рис. 11). Этот пучок одновременно выполняет две функции: 1) заряжает поверхность диэлектрика до потенциала $U_{ист}$ (приблизительно равного потенциалу U_c близлежащей сетки-коллектора), создавая в образце тянущее поле, и 2) служит для регулировки уровня инжекции носителей тока из слоя объемного заряда Q_v в непростреливаемый первичным пучком слой диэлектрика.

Структура металл — диэлектрик — электронный пучок (МДЭП) обладает рядом интересных возможностей по сравнению с обычно

используемой для исследования пленок структурой металл — диэлектрик — металл (МДМ). Так как в простреливаемой части электронный луч создает носители обоих знаков, то это дает возможность в зависимости от полярности напряжения на слое вводить

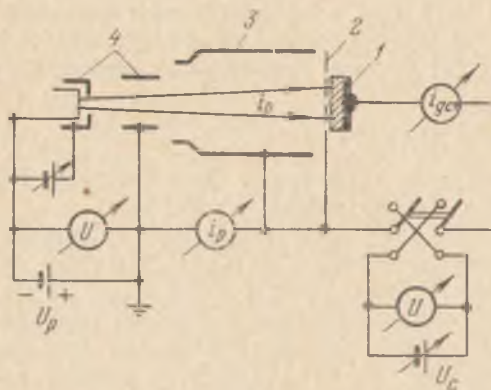


Рис. 11. Схема установки для исследования происхождения стационарного (сквозного) тока сквозь диэлектрический слой [40]. 1 — подложка с нанесенным на нее слоем диэлектрика, 2 — мелкоструктурная сетка, 3 — коллектор вторичных электронов, 4 — электронная пушка.

в непростреливаемую область либо электроны, либо дырки и изучать их поведение в диэлектрике. Возможность регулировки в широких пределах уровня инжекции носителей в слой позволяет, в частности, отделить эффекты сильного поля на контакте (тунелирование, эффект Шоттки) от эффектов объемного заряда [40].

В качестве эффективного коллектора вторичных электронов в подобного рода опытах,

как правило, используется мелкоструктурная сетка, помещаемая на близком расстоянии d ($d \leq 1$ мм) от поверхности диэлектрика. Обычно используются сетки с проникаемостью от 60 до 95%. Для предотвращения непосредственного попадания электронов на подложку и траверзы мишени необходимо применять экраный цилиндр (рис. 12).

Энергия E_p первичных электронов и толщина L исследуемого слоя должны выбираться таким образом, чтобы глубина $L_{эфф}(E_p)$ проникновения контактного луча была значительно меньше толщины слоя L . Это дает возможность более точно определять разность потенциалов на непростреливаемой части образца, сводя к минимуму разность потенциалов ΔU_Q , возникающую за счет накопления отрицательного объемного заряда в приповерхностной части простреливаемого слоя [22, 40]. При положительной зарядке поверхности диэлектрика электронами ($\sigma > 1$), если выполнено условие сильного поля коллектора (см. § 6 гл. I и § 6 гл. VII), стационарный потенциал поверхности $U_{ст}$ оказывается больше потенциала коллекторной сетки U_c на величину ΔU_s^* (порядка нескольких вольт). Это должно приводить к сдвигу ВАХ тока низковольтной ЭВП непростреливаемого слоя в область отрицательных напряжений на сетке на величину порядка $\Delta U = \Delta U_s^* - \Delta U_Q$ [40]. Определить величину истинного потенциала поверх-

ности $U_{\text{тст}}$ можно, используя, например, нулевой импульсный метод или методы, основанные на сдвиге вольт-амперных характеристик вторичного тока (см. гл. VIII).

Таким образом, необходим контроль за истинным потенциалом поверхности. При малых величинах напряжения на слое, когда

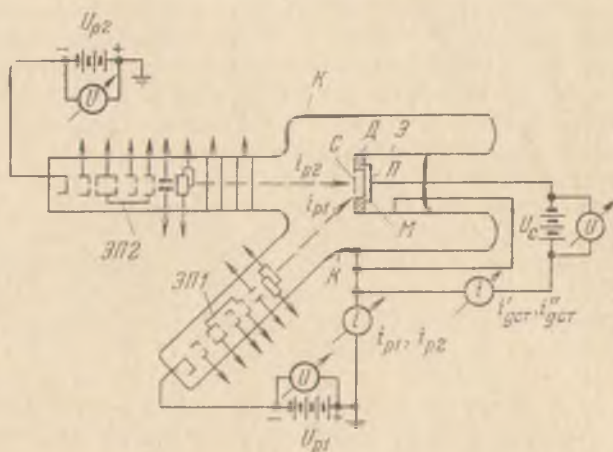


Рис. 12. Конструкция прибора и электрическая схема измерения коэффициента ЭВП с помощью статического варианта метода двух пучков [29]. C — сетка, M — мишень, Π — подложка, D — слюдяное кольцо-прокладка, \mathcal{E} — экранирующий цилиндр.

сквозной ток ЭВП через слой $i_{gst} \ll i_p$, электронный контакт является практически омическим.

Так как в равновесии

$$i_{gst} = i_p (1 - \sigma_{эфф}), \quad (2)$$

то при $i_{gst} \rightarrow i_p$ коэффициент $\sigma_{эфф} \rightarrow 0$. При этом потенциал поверхности начинает отставать от потенциала коллектора. Практически это отставание проявляется уже при $i_{gst} \approx 0,5 i_p$ [40]. При малых уровнях инжекции из контакта ток сквозь диэлектрик определяется собственной (темновой) проводимостью слоя.

Измерение сквозного (стационарного) тока ЭВП через диэлектрический слой i_{gst} следует производить через некоторое время Δt после подачи напряжения на слой ($\Delta t > \theta = R_t C_t = \epsilon \rho / 4\pi$, где ρ и ϵ — удельное сопротивление и диэлектрическая проницаемость слоя). В работе [40] измерения сквозного тока проводились спустя 30 минут после подачи напряжения. За это время ток ЭВП достигал стационарной величины i_{gst} .

б) Использование электронного контакта для измерения стационарной ЭВП простреливаемых диэлектрических слоев. В этом случае применяется метод двух электронных пучков. Один из

них (низковольтный) является контактным, другой (высоковольтный) — возбуждающим. Впервые метод двух пучков был применен для измерения токов ЭВП Песьяцким [23] и Пенсаком [24—26]. Существует несколько вариантов метода двух пучков. В одном из них исследуемые диэлектрические слои наносятся на массивные подложки и облучаются двумя электронными пучками со стороны свободной поверхности диэлектрика (одностороннее облучение). В другом варианте исследуемое вещество наносится на тонкую полупрозрачную для электронов металлическую пленку (сигнальную пластину). В этом случае низковольтный (контактный) пучок электронов бомбардирует мишень со стороны диэлектрика, а высоковольтный пучок посылается на мишень со стороны сигнальной пластины (двухстороннее облучение).

Статический вариант метода двух пучков в случае одностороннего облучения был осуществлен Яснопольским, Алексеевой и Кофановой [28, 29]. Экспериментальный прибор и измерительная схема, использованные в этих работах, показаны на рис. 12. Электронный луч, создаваемый пушкой ЭП1 ($U_{p1} = 1$ кВ), задает облучаемой поверхности M потенциал, близкий к потенциалу коллекторной сетки C . Второй электронный луч, создаваемый пушкой ЭП2 (U_{p2} от 1 до 15 кВ), создает дополнительную проводимость в слое диэлектрика.

Скорость электронов низковольтного пучка должна выбираться такой, чтобы коэффициент ВЭЭ σ был больше единицы и близок к максимальному значению σ_m . Ток i_{p1} этого пучка должен быть значительно больше (на 1—2 порядка), чем ток i_{gst} низковольтной ЭВП через слой. Лишь при этом условии можно считать равновесный потенциал U_{lct} поверхности близким к потенциалу U_c коллекторной сетки.

Отличие прибора, использованного в [32], состояло в иной конструкции блока мишени и отсутствии коллекторной сетки. Для предотвращения непосредственного попадания электронов на подложку вместо металлического экрана Э, применявшегося в работе [29], авторы работы [32] помещали металлический диск и траверзу, при помощи которых осуществлялся контакт с подложкой мишени, в стеклянную оболочку. Для того чтобы приблизиться к условию «сильного поля коллектора» (см. § 6 гл. I), мишень облучалась расфокусированным электронным пучком с диаметром, большим диаметра мишени.

В работе [29] было показано, что при измерениях стационарной ЭВП в режиме одновременного действия двух лучей суммарный ток i_{gst} возрастает с ростом тока i_{p1} первого (низковольтного) луча, в то время как разность токов $\Delta i_{gst} = i_{gst} - i_{gst}'$ при достаточно большом токе низковольтного луча практически не зависит от величины тока i_{p1} . В этих условиях суммарный ток i_{gst}

сквозь слой можно рассматривать как суперпозицию тока i_{gst}^* под действием первого луча, задающего поверхности потенциал U_{ict} , и тока ЭВП Δi_{gst} , возникающего под действием второго луча при заданном потенциале поверхности. Это может иметь место лишь при условии $i_{p1} \gg i_{p2}$.

Если это условие выполнено, то величина Δi_{gst} изменяется пропорционально i_{p2} [29]. Это позволяет пользоваться понятием коэффициента ЭВП $g_{ст} = \Delta i_{gst}/i_{p2}$.

Измерения $g_{ст}$ могут производиться как при положительном ($g_{ст}^+$), так и при отрицательном ($g_{ст}^-$) направлении поля в слое. Обычно за положительное принимается то направление поля, при котором ток возбужденной проводимости сквозь слой и ток пучка направлены в одну сторону; при отрицательном направлении эти токи направлены противоположно.

На рис. 13 приведена эквивалентная схема измерений ЭВП методом электронного контакта при непрерывном облучении ми-

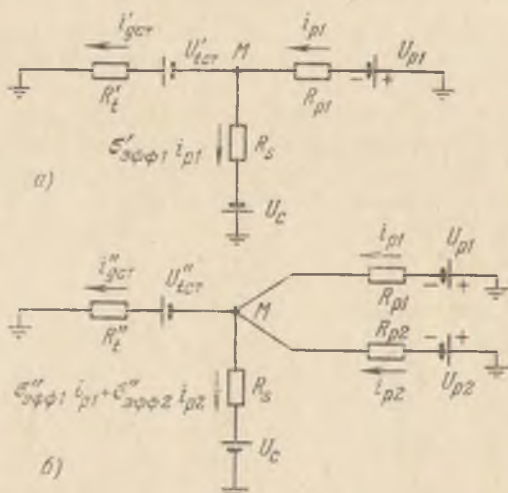


Рис. 13. Эквивалентная схема измерений продольной ЭВП при статическом варианте метода двух пучков [17]: а) высоковольтный пучок заперт, б) мишень бомбардируется двумя пучками.

шени неподвижными пучками [17]. Здесь R_{p1} , R_{p2} и R_s — эквивалентные сопротивления вакуумного промежутка соответственно току низковольтного и высоковольтного пучков, а также току i_s , обусловленному ВЭЭ мишени; U_c — разность потенциалов между подложкой мишени и коллекторной сеткой; U_{ict} — установившийся потенциал поверхности диэлектрика; $R_t = R_t(U_{p1}, U_{p2}, i_{p1}, i_{p2}, U_{ict})$ — сопротивление слоя диэлектрика,

определяемое интенсивностью пучков и величиной разности потенциалов $U_{\text{ст}}$ на слое:

$$R_t = \begin{cases} R_{t0} & \text{при } i_{p1} = 0, \quad i_{p2} = 0, \\ R_t^* & \text{при } i_{p1} \neq 0, \quad i_{p2} = 0, \\ R_t^* & \text{при } i_{p1} \neq 0, \quad i_{p2} \neq 0, \\ R_t^{**} & \text{при } i_{p1} = 0, \quad i_{p2} \neq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Если низковольтный и высоковольтный пучки заперты, то сопротивление слоя заряженного диэлектрика R_{t0} обычно столь велико, что темновой проводимостью в этом случае можно пренебречь. Таким образом, под темновой проводимостью здесь понимается проводимость слоя под действием низковольтного пучка. Величина стационарного тока ВЭЭ i_s определяется значениями токов i_{p1} и i_{p2} , а также величинами соответствующих эффективных коэффициентов ВЭЭ $\sigma_{\text{эфф}1}(U_{p1}, U_{\text{ст}} - U_c)$ и $\sigma_{\text{эфф}2}(U_{p2}, U_{\text{ст}} - U_c)$ или $\sigma_{\text{эфф}1}(U_{p1}, U_{\text{ст}} - U_c)$ и $\sigma_{\text{эфф}2}(U_{p2}, U_{\text{ст}} - U_c)$.

Если диэлектрический образец облучается только одним низковольтным пучком (рис. 13, а), то темновой ток в цепи мишени

$$i_t = i_{\text{гст}} = i_{p1} (1 - \sigma_{\text{эфф}}). \quad (4)$$

При одновременном воздействии на мишень обоих пучков, имеющих одинаковые сечения (рис. 13, б), возникнет стационарное состояние, при котором, согласно правилу Кирхгофа, справедливо следующее равенство:

$$i_{p1} + i_{p2} - \sigma_{\text{эфф}1} i_{p1} - \sigma_{\text{эфф}2} i_{p2} - i_{\text{гст}} = 0, \quad (5)$$

где $\sigma_{\text{эфф}1}$ — эффективный коэффициент ВЭЭ мишени под действием низковольтного луча (U_{p1}) в условиях, когда включены оба пучка, $\sigma_{\text{эфф}2}$ — то же для высоковольтного луча. В случае, если ток ЭВП и ток пучка противоположно направлены, в выражение (5) ток $i_{\text{гст}}$ входит со знаком плюс.

Величина

$$i_g = \Delta i_{\text{гст}} + i_{\text{гст}} = g i_{p2} + i_{\text{гст}} \quad (6)$$

представляет собой суммарный стационарный ток сквозной проводимости через мишень. Подставляя (6) в (5) и учитывая, что $i_{\text{гст}} = i_{p1}(1 - \sigma_{\text{эфф}1})$, получим выражение для стационарного коэффициента ЭВП

$$g_{\text{ст}} = \frac{i_{p1}}{i_{p2}} (\sigma_{\text{эфф}1} - \sigma_{\text{эфф}2}) + (1 - \sigma_{\text{эфф}2}). \quad (7)$$

Таким образом, для метода электронного контакта в том его варианте, когда оба пучка непрерывно облучают мишень, оставаясь неподвижными, характерно, что значение $g_{\text{ст}}$ определяется

величинами $\sigma_{\text{эфф}1}$, $\sigma_{\text{эфф}1}$, $\sigma_{\text{эфф}2}$ и соотношением между токами низковольтного и высоковольтного пучков i_{p1}/i_{p2} [17]. Так как максимальное значение разности ($\sigma_{\text{эфф}1} - \sigma_{\text{эфф}1}$) обычно не может превышать единицы или нескольких единиц, а величина $\sigma_{\text{эфф}2}$, как правило, мало отличается от единицы *), то

$$g_{\text{ст}m} \sim i_{p1}/i_{p2}. \quad (8)$$

Это означает, что максимальный ток ЭВП через слой Δi_{gm} не может превышать тока вспомогательного пучка i_{p1} и в пределе стремится к нему (или точнее, к $[i_{p1}(1-\eta) - i_T]$, где η — коэффициент НОЭ при $U_p = U_{p1}$). Если токи i_{p1} и i_{p2} для поддержания соответствующей разности потенциалов на слое отличаются, например, на два порядка, то в этом случае $g_{\text{ст}m} \sim 100$. Изменяя соотношение i_{p1}/i_{p2} , можно изменять $g_{\text{ст}m}$ в очень широких пределах. Например, в [41] при токе контактного луча $i_{p1} = 40$ мкА и токе возбуждающего луча $i_{p2} \sim 10^{-11}$ А величина $g_{\text{ст}m}$ достигала $2 \cdot 10^5$ при $E_{p2} = 5$ кэВ и $U_c = 140$ В. Так как для исследованных в [41] слоев Al_2O_3 величина $g_\infty = \beta_r \delta_{g0}$ при $E_{p2} = 5$ кэВ не может превосходить примерно 200, то это означает, что величина фотоэлектрического усиления $G = \tau/T \approx 10^3$.

Таким образом, измеряемая величина коэффициента продольной ЭВП при стационарном облучении диэлектрика двумя пучками, как правило, не является вполне определенной характеристикой изучаемого вещества, а определяется в первую очередь режимом бомбардировки. Для получения сведений о величине внутреннего усиления $g_\infty = \beta_r \delta_{g0}$, характеризующего собственные свойства вещества, необходимо работать в таком режиме, когда $G = \tau/T \rightarrow 1$. Это условие автоматически осуществляется в случае, когда лучи облучают мишень не одновременно, а последовательно, — т. е. необходимо, чтобы при прохождении через образец тока ЭВП Δi_g цепь контактного луча была разомкнутой (в этом случае эффективное время жизни τ носителя в слое не может превысить времени T его прохождения через образец). Условие разомкнутой цепи можно выполнить либо для всей поверхности мишени (импульсный режим облучения мишени расфокусированным пучком), либо для отдельных ее элементов (развертка одного или обоих пучков в строку или в телевизионный растр со сдвигом фаз между пучками, вращение цилиндрической поверхности мишени относительно неподвижных пучков).

в) Метод двустороннего облучения мишени в комбинированном режиме. Этот способ измерения продольной ЭВП высокоомных полупроводников впервые применен в работах [14, 30]. Схема экспериментальной установки, использованной в работе [30],

*) Если не наблюдается ВЭЭ, усиленной полем [35, 42, 43], для которой характерны значения $\sigma_x \gg 1$.

при отсутствии возбуждения $i_T = i_g$. Коэффициент ЭВП вычисляется по формуле

$$g = \Delta i_g / i_{p2} = (i_g^* - i_g') / i_{p2}. \quad (9)$$

Качественно о величине ЭВП можно судить, наблюдая телевизионное изображение мишени на экране кинескопа. В частности, время релаксации ЭВП можно оценить по инерционности теневого изображения измерительного электрода ИЭ после выключения возбуждающего луча.

Ченцов и Верцнер [46, 47] разработали макет телевизионного усилителя яркости. Наведенная проводимость создавалась в мишени высоковольтным пучком электронов от электронного микроскопа. Низковольтная электронная пушка ЭП1 ($U_{p1} \sim 1$ кВ), пучок которой сканировал мишень в растровом режиме, вместе с фокусирующей и отклоняющей системой устанавливалась на оптической оси микроскопа под фотокамерой. Полупроводниковая мишень помещалась в фотокамере микроскопа.

В схеме экспериментальной трубки, использованной в работе [14], источником электронов, возбуждавших в мишени наведенную проводимость, служил фотокатод, на который могло подаваться отрицательное напряжение U_p от 15 до 30 кВ. Мишень представляла собой слой диэлектрика на тонком алюминиевом электроде. Она крепилась на мелкоструктурной сетке с высокой прозрачностью. Зарядка мишени осуществлялась развернутым в растр пучком медленных электронов ($U_{p1} < U_p$). Часть тока i_{p2} низковольтного пучка, заряжающая облученные высоковольтным пучком элементы поверхности мишени до потенциала катода, равная $g i_{p2}$, протекает через нагрузочное сопротивление $R_{вх}$, образуя выходной сигнал.

г) Квазистационарные методы измерения продольной ЭВП. Пенсаком [24] была предложена двухлучевая методика измерения продольной ЭВП диэлектрических слоев в режиме растровой развертки обоих лучей.

Блок-схема установки Пенсака показана на рис. 15. Мишень облучается одновременно двумя пучками (низковольтным, $U_{p1} = 500-800$ В, и высоковольтным, $U_{p2} = 3-18$ кВ), каждый из которых развернут в прямоугольный телевизионный растр. Ток i_{p1} низковольтного луча, заряжающего поверхность слоя до потенциала U_t , близкого к коллекторному, выбирался значительно большим тока i_{p2} возбуждающего пучка и тока проводимости Δi_g , который может быть возбужден этим пучком. Это необходимо, как указывалось выше, для того чтобы ток проводимости не вызывал заметного понижения потенциала поверхности мишени. Типичным примером режима, используемого при измерениях ЭВП методом Пенсака, могут служить данные, приведенные в следующей таблице.

ТАБЛИЦА 4

Номер луча	Ускоряющее напряжение, кВ	Ток луча, мкА	Ток проводимости, мкА	Коэффициент ЭВП
1	0,8	10	0,1	0,01
2	10	0,02	1,0	45

При растровой развертке время воздействия высоковольтного пучка на элемент поверхности мишени *) (время записи) Δt_3 порядка десятых долей микросекунды. При идентичности растровых разверток время пребывания низковольтного луча на элементе

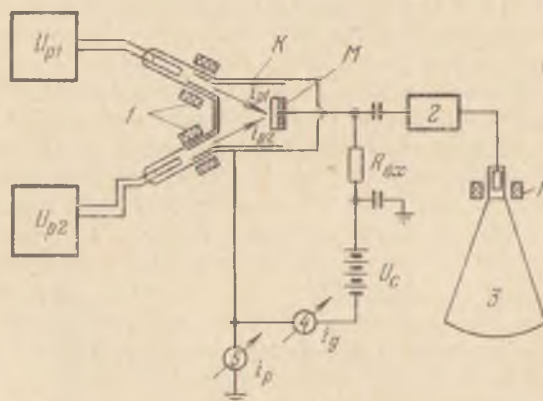


Рис. 15. Блок-схема установки для измерения продольной ЭВП методом двух пучков, развернутых по мишени в телевизионные растры (одностороннее облучение) [25]. 1 — отклоняющие катушки, 2 — усилитель, 3 — кинескоп, 4, 5 — токовые приборы.

поверхности (время считывания) $\Delta t_{сч} = \Delta t_3$. Если выполнено условие $i_{p1} \gg i_{p2}$, то потенциал каждого элемента заряженной поверхности за счет ЭВП изменяется на величину $\Delta U_t \leq U_{тст}$. Вслед за этим низковольтный пучок вновь доводит потенциал элемента мишени до равновесного значения $U_{тст}$. Для каждого элемента $\Delta S(x, y)$ мишени такой режим фактически является импульсным (с $\tau_p \sim 0,1$ мкс). Однако в цепи сигнальной пластины протекает ток проводимости, представляющий собой усредненную по большому числу элементов мишени величину наведенного тока $\Delta i_g(x, y)$. Такое состояние поверхности мишени можно рассматривать как квазистационарное. Метод Пенсака удобен тем, что изме-

*) Можно считать, что элемент поверхности $\Delta S(x, y)$ занимает площадь порядка площади сечения пучка $\pi r_{эф}^2$.

рение импульсной величины $\Delta i_g(t)$ заменено измерением среднего тока $\Delta i_g(x, y)$.

Первичный ток i_{p2} измеряется микроамперметром 5 (рис. 15) при выключенном низковольтном луче. Тодковый прибор 4, включенный в цепь подложки, при одновременном действии двух лучей регистрирует суммарный ток ЭВП ($i_g'' = \Delta i_g' + i_g$). Определив величину темнового тока $i_T = i_g$ при выключенном возбуждающем луче, можно вычислить $g = \Delta i_g / i_{p2}$.

Схема, использованная в [25], позволяет качественно судить об изменении потенциалов ΔU_i отдельных элементов мишени по величине видеосигнала, который через усилитель 2 поступает на кинескоп 3, на экране которого при отклонении потенциала поверхности от равновесного $U_{ист}$ появляются светлые или темные пятна. Кроме экспериментальной трубки с односторонней мишенью, Пенсак [26] сконструировал прибор с двусторонней мишенью (рис. 16). Мишень представляла собой полупрозрачную

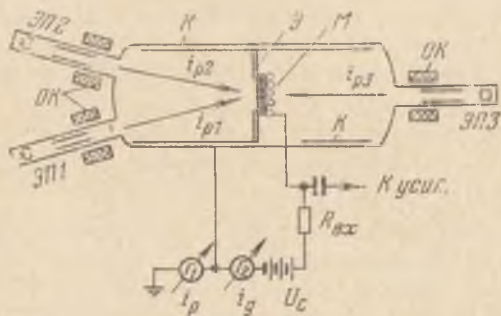


Рис. 16. Конструкция вакуумного прибора, позволяющего проводить измерения продольной ЭВП методом электронного контакта как при одностороннем, так и при двустороннем облучении мишени [26]. ЭП1 — вспомогательная электронная пушка, заряжающая поверхность мишени, ЭП2 и ЭП3 — высоковольтные пушки для создания в образце ЭВП, М — мишень, Э — слюдяной экран, К — коллектор вторичных электронов, ОК — отклоняющие катушки.

металлическую сетку (прозрачность 50%), на которую наносилась коллодиевая пленка — основа для напыления алюминиевой сигнальной пластины. На алюминий напылялся исследуемый слой аморфного селена, а коллодий выжигался.

Так как прибор имел три электронных пушки, то это позволяло для одного и того же образца измерять ЭВП при облучении мишени высоковольтным лучом как со стороны подложки (двустороннее облучение), так и со стороны свободной поверхности диэлектрика (одностороннее облучение).

Метод вращающейся мишени [27] представляет собой некоторое видоизменение метода Пенсака. Вместо развертки электронных лучей по поверхности сама мишень приводится во вращательное

движение, так что различные участки ее поверхности последовательно бомбардируются высоковольтным и низковольтным пучками. Мишень представляет собой металлический цилиндр с диаметром в несколько сантиметров, покрытый тонким слоем диэлектрика. Цилиндр вращается с постоянной скоростью 50 об/с между двумя диаметрально расположенными электронными пушками. Пушка ЭП2 создает пучок быстрых электронов, пронизывающих слой и возбуждающих в нем дополнительную проводимость. Пушка ЭП1 заряжает поверхность диэлектрика за счет ВЭЭ ($\sigma > 1$) до потенциала, близкого к потенциалу коллектора. На подложку мишени подается тот или иной потенциал, определяющий величину тянущего поля в слое. При вращении мишени для каждого элемента поверхности $\Delta S(x, y)$ имеет место цикл, аналогичный импульсному режиму облучения или развертке пучков в строку вдоль оси x . В то же время измеряемый во внешней цепи ток ЭВП $\Delta i_g(x)$, как и в методе Пенсака, остается примерно постоянным для слоя с равномерной толщиной и одинаковыми свойствами поверхности вдоль свернутой в кольцо оси x . Измерительный токовый прибор, включенный в цепь подложки-цилиндра, будет регистрировать среднюю по кольцу величину тока проводимости $\Delta i_g(x)$. Измерив первичный ток при работе только пушки ЭП2 в объединенной цепи мишени и коллектора и зная величину темнового тока $i_t = i_g$, измеряемого в цепи подложки при работе только пушки ЭП1, можно определить $g(x)$.

д) Импульсный вариант метода электронного контакта. Импульсный вариант метода электронного контакта был предложен Песьяцким [23], а позднее использован в работе [33]. На мишень, заряженную предварительно низковольтным лучом ($U_{p1} \approx 500$ В) до равновесного потенциала $U_{ист} \approx U_c$, воздействует импульсно-модулированный неподвижный высоковольтный пучок (i_{p2}, U_{p2}). Если длительность импульса достаточно мала, то потенциал элемента мишени за время действия импульса τ_p изменится на малую величину

$$-\Delta U_i \approx \frac{i_{p2}}{C_i} [g(t) + \sigma_{эфф2}(t) - 1] \tau_{p2}, \quad (10)$$

где C_i — емкость облучаемого элемента мишени $\Delta S(x, y) \approx \pi r_{эфф}^2$.

Из выражения (10) следует, что среднее за время τ_{p2} действия импульса значение коэффициента ЭВП равно

$$\overline{g(t)} = \frac{\Delta Q_g}{\Delta Q_{p2}} + [1 - \sigma_{эфф2}(U_{p2}, U_i)], \quad (11)$$

где $\Delta Q_g = |\Delta U_i C_i|$ — изменение поверхностного заряда мишени в результате ее бомбардировки высоковольтным пучком, $\Delta Q_{p2} = |i_{p2} \tau_{p2}|$ — заряд, принесенный на мишень возбуждающим пучком, $\sigma_{эфф2}(U_{p2}, U_i)$ — эффективный коэффициент ВЭЭ.

Выражение (11) определяет усредненную за время τ_p величину коэффициента ЭВП, так как разность потенциалов на слое диэлектрика $U_i(t)$ непрерывно уменьшается в процессе облучения мишени высоковольтным пучком. Если в пределах длительности одиночного импульса первичного тока $\sigma_{эфф2} \ll 1$, то

$$\bar{g} \approx \Delta Q_g / \Delta Q_{p2}. \quad (12)$$

Величина ΔQ_g в методе Песьяцкого измеряется не непосредственно в процессе записи, а с помощью вспомогательного (считывающего) пучка, восстанавливающего после записи равновесный потенциал поверхности $U_{ист}$. При этом

$$\Delta Q_g = i_{p1} \left[\int_0^{\Delta t_{стип}} \sigma_{эфф1}(t) dt - \Delta t_{стип} \right], \quad (13)$$

где $\Delta t_{стип}$ — время стирания вспомогательным пучком результата воздействия на мишень возбуждающего пучка, i_{p1} — ток вспомогательного луча, $\sigma_{эфф1}(t)$ — эффективный коэффициент ВЭЭ мишени при энергии электронов $U_{p1} \approx U_{pm}$. Величину ΔQ_g можно измерить графическим методом как интеграл от зарядного тока по времени при облучении мишени вспомогательным пучком (см. § 6 гл. I).

Импульсный вариант метода электронного контакта был использован в работе Коллингса и Хирша [37], исследовавших ЭВП щелочно-галогидных пленок. Контактный луч, ускоренный напряжением $U_{p1} = 600$ В, заряжал поверхность пленки положительно (при $U_c > 0$) или отрицательно (при $U_c < 0$). Энергия возбуждающего ЭВП луча могла изменяться от 5 до 50 кэВ. Плотность возбуждающего тока j_{p2} была меньше, чем 10^{-7} А/см². Импульсы первичного тока i_{p2} имели либо форму ступеньки, либо представляли собой П-образные импульсы длительностью $\tau_{p2} \sim 0,5$ мс и частотой повторения 2 имп/с или меньше. Подложка мишени соединялась с землей через достаточно большое входное сопротивление $R_{вх}$. Результирующее напряжение, пропорциональное полному заряду ΔQ_g , накопленному на входной емкости $C_{вх}$, усиливалось и подавалось на экран осциллографа. Предельная чувствительность аппаратуры, использованной в [28], была 10^{-10} А на 1 см отклонения при ширине полосы от 0 до 10 кГц. Зная величину первичного возбуждающего тока i_{p2} , длительность импульса τ_{p2} и измерив ΔQ_g , можно определить g . Для уменьшения влияния на величину g поля объемного заряда захваченных на ловушках носителей направление внешнего поля в образце периодически реверсировалось. Проведенное в [28] сравнение импульсного варианта метода электронного контакта и метода сэндвича показало, что результаты измерения g , получаемые этими двумя методами, близки друг к другу.

Глава XI

Автоматические методы регистрации и обработки результатов эксперимента при исследовании взаимодействия электронов с твердым телом

§ 1. Автоматическая запись зависимостей коэффициентов ВЭЭ от энергии первичных электронов

Автоматическая запись зависимостей $\sigma(E_p)$, $\eta(E_p)$ и $r(E_p)$ может производиться как при статическом режиме работы измерительной схемы, так и при использовании модуляции первичного пучка синусоидальным сигналом или периодическими импульсами [1]. Импульсный режим работы при определенных условиях дает возможность записывать зависимости σ , η или r от E_p не только для металлических, но и для диэлектрических мишеней.

В работах [1, 2] с целью автоматизации записи вторично-эмиссионных характеристик схема, ранее применяемая для измерения ВЭЭ в режиме одиночных и периодических импульсов (см. гл. VII, §§ 4 и 5), была дополнена удлинителем импульсов (УИ) — радиотехнической схемой [3], которая увеличивает время нарастания измеряемого импульса от 1 мкс до нескольких сотен микросекунд. Это позволяет зарядить одним импульсом емкость достаточно большой величины (~ 1 мкФ) до потенциала в несколько вольт. Применение УИ дает возможность производить измерения импульсных токов непосредственно на стрелочных или самопишущих приборах, поскольку УИ позволяет преобразовывать последовательность микросекундных П-образных импульсов в квазипостоянный ток *).

По сравнению со схемой, описанной в [3], в работе [1] чувствительность УИ была увеличена более чем на порядок. Кроме того, был добавлен каскад импульсного смещения, что сделало УИ двуполярным. Дело в том, что униполярность ВАХ-диодов, используемых в схеме УИ, в отсутствие импульсного смещения

*) Схемы различных диодно-емкостных расширителей импульсных сигналов подробно описаны в [3, 4].

не позволяет регистрировать импульсы отрицательной полярности. С помощью положительного импульса постоянной амплитуды $U_{см}$, синхронизированного с измеряемым и имеющего одинаковую с ним длительность и приблизительно одинаковую форму, можно переместить начальную рабочую точку УИ в середину линейного участка ВАХ-диодов. Амплитуда отрицательного импульса, измеряемого удлинителем в этом режиме, не должна превышать $U_{см}$.

Автоматическая регистрация сигнала, создаваемого на выходе УИ, может осуществляться двумя способами. В первом из них сигнал с накопительной емкости подается на вертикальные пластины ЭЛТ. При этом на горизонтальные пластины и одновременно на соответствующий электрод экспериментальной трубки подается пилообразно изменяющееся напряжение, соответствующее изменению энергии электронов $E_p = eU_p$ (либо задерживающего потенциала $-U_c$). При этом луч за время порядка нескольких секунд на экране ЭЛТ вычерчивает изображение кривых $\sigma(E_p)$, $\eta(E_p)$, $r(E_p)$ или кривой задержки вторичного тока $i_s(U_c)$ при $E_p = \text{const}$.

При втором способе измерений в качестве регистрирующего прибора используется двухкоординатный самописец, либо самопишущий потенциометр с движущейся лентой.

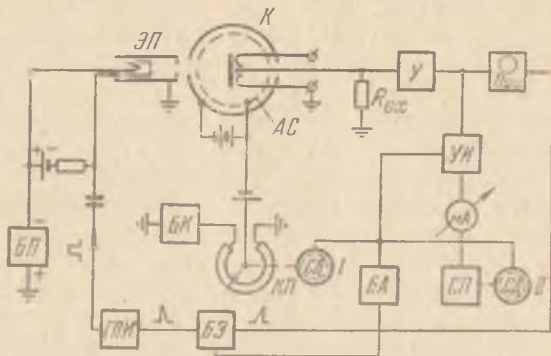


Рис. 1. Блок-схема импульсной установки для автоматических измерений вторично-эмиссионных характеристик [1]. ЭП — электронная пушка, К — коллектор, АС — антиднатронная сетка, БП — блок питания электронной пушки, КП — круговой потенциометр, БК — блок питания кругового потенциометра, СД-I — синхронный двигатель, СД-II — синхронный двигатель, связанный с лентой самописца, СА — самопишущий прибор, БЗ — блок запуска, ГПИ — генератор прямоугольных импульсов, У — усилитель, УИ — удлинитель импульсов, Осц. — осциллограф, БА — блок автоматических переключений.

Блок-схема установки, работающей по второму способу, изображена на рис. 1. В этой установке осциллограф Осц. предназначен для визуального наблюдения за формой импульса и проведения контрольных измерений при проверке работы автомати-

ческой схемы. Подача потенциала на катод электронной пушки ЭП при записи кривой $\sigma(E_p)$ (или на антидинаatronную коллекторную сетку АС при записи кривой задержки вторичного тока) осуществляется при помощи кругового потенциометра КП ($R = 500$ кОм), движок которого перемещается с помощью синхронного двигателя СД-1 с постоянной угловой скоростью 1 об/мин. На потенциометр можно подавать напряжение до 2 кВ. Схема позволяет записывать кривые $\sigma(E_p)$ и полные кривые задержки (или отдельные их участки) в произвольном масштабе.

Время записи ограничивается рядом факторов: 1) инерционностью удлинителя, связанной с конечным временем изменения напряжения на емкостях; 2) инерционностью пера самописца СП; 3) шунтирующими потенциометр емкостями, которые заряжаются через сопротивление потенциометра и при быстром изменении потенциала на потенциометре могут перегружать последний и искажать линейность развертки и 4) переходными процессами, связанными с включением и отключением схемы, которые при уменьшении времени цикла записи могут играть значительную роль.

Для уменьшения роли переходных процессов и улучшения синхронизации включения и отключения элементов схемы в [1] был применен «блок автоматики» БА — схема автоматического управления установкой.

Поскольку УИ весьма чувствителен к электрическим разрядам, все переключения, связанные с размыканием токовых цепей, производятся при отключенном удлинителе. Необходимая последовательность включения элементов схемы достигается механической регулировкой контактов пускового реле и введением задерживающей цепочки в цепь реле подключения УИ к выходу усилителя. Схема запускается нажатием пусковой кнопки; далее весь процесс измерения и последующее отключение схемы производятся автоматически. При автоматическом пуске и остановке схемы погрешности, связанные с переходными процессами в работе схемы, не превышают 1—3%. Как показывают расчеты [1], при автоматической записи кривой $\sigma(E_p)$ в режиме периодических импульсов разложением соединений при бомбардировке электронами и образованием радиационных дефектов за время снятия одной кривой можно пренебречь (см. § 6 гл. VII). Однако при этом могут возникнуть затруднения, связанные с зарядкой поверхности диэлектрической мишени. Поэтому при измерениях в случае высокоомных образцов приходится комбинировать метод периодических импульсов с тепловым или с методом тонких слоев (см. § 2 гл. VII).

На рис. 1 не показана система переключателей, позволяющая отключать потенциометр от цепи питания БК и подключать его к выпрямителю БП, питающему электронную пушку. При этом

антидинаatronная сетка AC подключается непосредственно к батареям, а с кругового потенциометра $KП$ напряжение подается на катод пушки $ЭП$. На ленте самопишущего прибора в зависимости от потенциала на сетке может записываться либо первичный i_p , либо разностный $i_s - i_p$ ток.

Условие независимости i_p от U_p в общем случае трудно выполнимо, особенно при проведении измерений вторично-электронных характеристик в широком диапазоне изменения U_p (от нескольких вольт до нескольких киловольт). В [5] для компенсации изменений i_p с изменением U_p применена отрицательная обратная связь между величиной тока i_p и потенциалом модулятора электронной пушки. При работе в импульсном режиме подобная схема оказывается громоздкой. В [1] была предусмотрена возможность подачи отрицательного смещения, пропорционального U_p , на управляющий электрод пушки. Этим обеспечивалось достаточное постоянство первичного тока i_p при изменении U_p в интервале значений от 0,3 до 2 кВ. В [6] постоянство первичного тока достигалось путем введения в измерительную схему цепи обратной связи, состоящей из автоматического блока сравнения и усилителя. Усиленный разностный сигнал между опорным напряжением и напряжением, возникающим на сопротивлении в цепи мишени, подается на модулятор электронной пушки, вызывая изменение его потенциала таким образом, что первичный ток поддерживается постоянным.

Другой метод автоматической записи кривых $\sigma(E_p)$, при котором изменение первичного тока не сказывается на измерении σ , был предложен в работе [7]. В цепи мишени и коллектора собрано устройство, состоящее из прецизионного делителя сигналов и усилителя. Это устройство производит деление сигнала, пропорционального вторичному току i_{sm} , на сигнал, пропорциональный первичному току электронов. Выходной сигнал с делительной цепи подается на вход Y двухкоординатного самописца. Величина, пропорциональная энергии первичных электронов, подается на вход X .

При малых значениях ускоряющего напряжения U_p особенно трудно выполнить требование постоянства первичного тока i_p . Поэтому авторами [8—10] был применен другой метод автоматической записи кривых $\sigma(E_p)^*$.

Принцип метода состоит в следующем. В процессе записи кривой $\sigma(E_p)$ напряжение, ускоряющее первичные электроны U_{p0} , подаваемое между катодом и последним электродом (анодом) пушки, остается неизменным. При этом интенсивность первичного тока, выходящего из пушки, остается постоянной. Подавая

*) Энергия первичных электронов, определенная без учета поправки на контактную разность потенциалов, будет обозначаться далее через eU_p , а с учетом контактной разности потенциалов — через E_p .

на мишень отрицательный потенциал — U_t относительно анода пушки, который обычно имеет потенциал земли, можно изменять энергию электронов, падающих на мишень. При этом ток в цепи мишени i_t характеризует зависимости $i_t = f(U_{p0} - U_t)$, которая при $i_p = \text{const}$ совпадает с зависимостью $\sigma(E_p)$. Потенциал коллектора для выполнения условия полного отбора вторичного тока i_{sm} при этих измерениях должен всегда быть выше потенциала мишени. Это условие наиболее просто осуществляется присоединением коллектора к аноду пушки. При этом устраняется также возмущающее влияние поля между анодом пушки и коллектором на первичный пучок. Однако на практике при использовании автоматической записи в импульсном режиме неудобно подавать потенциал в цепь мишени, к которой подключен усилительный тракт. Целесообразнее потенциал мишени оставить неизменным (подложка мишени через входное сопротивление усилителя $R_{вх}$ подсоединяется к нулевому проводу схемы), а на анод пушки, соединенной с коллектором, подавать относительно мишени положительный потенциал. Принципиальная схема устройства для записи кривой $\sigma(E_p)$ в области малых E_p показана на рис. 2, а.

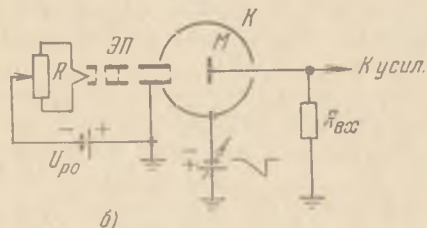
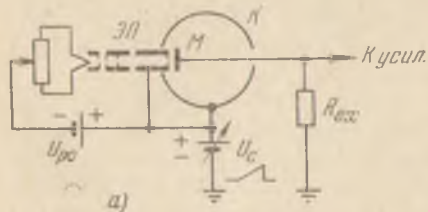


Рис. 2. Принципиальные схемы автоматической записи зависимостей: а) $\sigma(E_p)$ и б) кривых задержки вторичных электронов [7—9].

При торможении первичных электронов в пространстве между анодом пушки и мишенью возможна некоторая расфокусировка первичного пучка. Для уменьшения этого эффекта запись кривых $\sigma(E_p)$ следует производить при малом расстоянии между анодом пушки и мишенью, т. е. в условиях, близких к случаю однородного (плоского) поля. Для этого мишень из центра сферического коллектора придвигается к пушке на расстояние, определяемое диаметром мишени.

Удобство данного метода записи кривых $\sigma(E_p)$ при малых E_p состоит также в том, что он не требует специального определения и компенсации контактной разности потенциалов

$U_{к.р.п.}$. Кроме того, метод позволяет очень точно определять величину первого критического потенциала U_p^I и регистрировать тонкую структуру кривой $\sigma(E_p)$ при малых E_p .

На рис. 3, а схематически показано распределение первичных электронов по энергиям. Этот спектр возникает как вследствие теплового разброса электронов по начальным энергиям ΔE_T , так и в результате неэквипотенциальности катода и рассеяния электронов на диафрагмах пушки (см. § 3 гл. III). На рис. 3, б показано, как в процессе подачи на подложку мишени линейно

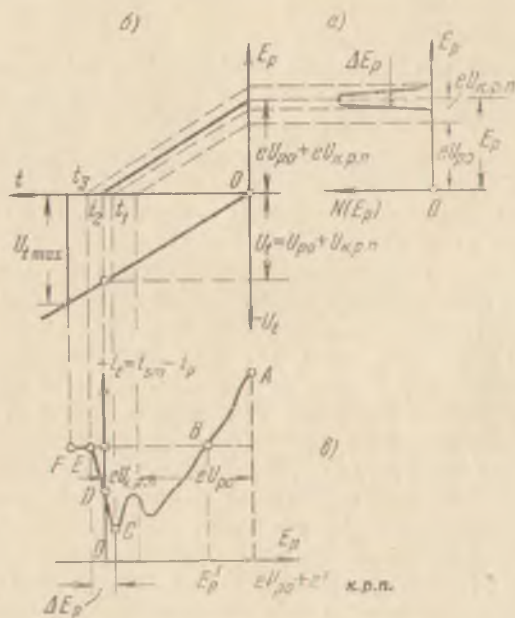


Рис. 3. Пояснение принципа автоматической записи кривой зависимости $\sigma(E_p)$ при малых значениях E_p [9]: а) схематический вид распределения электронов по энергиям в первичном пучке, б) изменение во времени потенциала мишени U_t и энергии первичных электронов E_p , в) изменение разностного тока $i = i_p - i_s$ в цепи мишени с изменением E_p .

изменяющегося задерживающего напряжения — U_t наиболее вероятная энергия первичных электронов E_p , приходящих на мишень, равная в момент $t = 0$ величине $e(U_{p0} + U_{к.р.п.})$, уменьшается до нуля в момент t_2 . При этом отрицательный потенциал мишени в момент времени t_2 равен $|U_t| = U_{p0} + U_{к.р.п.}$. В момент времени t_1 тормозятся до нулевой энергии наиболее медленные из электронов первичного пучка, а в момент t_3 — наиболее быстрые. Таким образом, промежуток времени между t_1 и t_3 при подаче на мишень тормозящего потенциала — U_t соответствует задержке первичного тока (участок $CDEF$ на кривой рис. 3, в). Приведенная на рис. 3, в кривая $ABCDEF$ схематически изображает типичный ход кривой $\sigma(E_p)$ при малых значениях E_p .

При обработке кривой $ABCDEF$ за начало отсчета энергии первичных электронов должна быть принята точка D , соответствующая наиболее вероятной энергии первичных электронов, с которой они приходят на мишень. Масштаб по оси абсцисс легко определить, зная длину развертки и амплитуду поданного на мишень пилообразного напряжения U_{imax} . При записи кривой $\sigma(E_p)$ точка B , т. е. значение энергии E_p^1 , соответствующее $\sigma = 1$, определяется автоматически, так как в этой точке сигнал в цепи мишени равен нулю ($i_m = i_p$).

Для определения масштаба кривой $\sigma(E_p)$ по вертикальной оси при использовании данного метода записи необходимо независимое измерение коэффициента σ хотя бы при одном значении E_p , отличном от E_p^1 . В случае диэлектриков можно перед началом записи кривой $\sigma(E_p)$ импульсным методом измерить значение σ в одной точке (например, в точке A , т. е. при $E_p = e(U_{p0} + U_{\text{к.р.п.}})$).

Контактная разность потенциалов $U_{\text{к.р.п.}}$ между катодом электронной пушки и поверхностью мишени может быть вычислена при использовании данного метода по кривым $\sigma(E_p)$, записанным при любых значениях U_{p0} . Действительно, если влево от точки A кривой $\sigma(E_p)$ отложить величину eU_{p0} , то величина контактной разности потенциалов $U_{\text{к.р.п.}}$ определится как избыток наиболее вероятной энергии первичных электронов над величиной eU_{p0} . Для получения большей точности при определении $U_{\text{к.р.п.}}$ лучше выбирать малые значения U_{p0} (3—5 эВ) и использовать возможно более моноэнергетичный первичный пучок. Очевидно, что чем выше степень монохроматизации пучка, тем круче будет спадать ток на участке CDE . Ошибка при определении величины $U_{\text{к.р.п.}}$ в работах [8, 9] не превышала $\pm 0,1$ В. Описанный способ измерения контактной разности потенциалов представляет собой автоматическую модификацию известного метода Андерсона [12]. Зная величину контактной разности потенциалов системы катод пушки — поверхность мишени и значение работы выхода катода, можно определить работу выхода мишени. На рис. 2, б приведена принципиальная схема для записи кривых задержки вторичных электронов $i_s(U_c)$. Блок-схема автоматизированной установки, использованной в [8—11], показана на рис. 4. В настоящее время установки такого типа, позволяющие автоматизировать запись кривых контактной разности потенциалов, всех вторично-эмиссионных коэффициентов (σ , η , r) и энергетических спектров вторичных электронов, применяются во многих лабораториях при исследовании взаимодействия электронов малых энергий с металлическими, полупроводниковыми и диэлектрическими мишенями [11].

В работе [13] для автоматической регистрации интегральных кривых распределения вторичных электронов по энергиям была применена схема с импульсным вольтметром, в котором разрядка накопительного конденсатора производилась в промежутках меж-

ду импульсами с помощью схемы тиратронного сброса. Выходной сигнал в этом случае является пульсирующим с частотой следования импульсов, а искомая кривая задержки — огибающей сигнала.

В работе Вяткина и Корнюшина [14] автоматическая запись кривых задержки вторичного тока для щелочно-галлоидных монокристаллов производилась на шлейфовом осциллографе в режиме

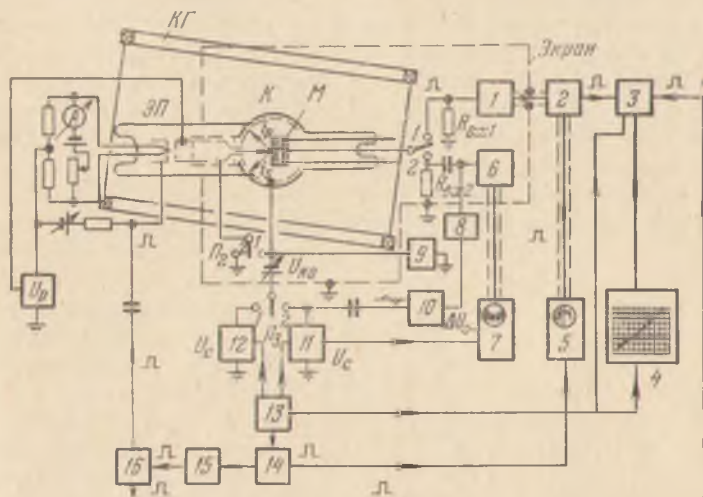


Рис. 4. Блок-схема автоматизированной установки для исследования взаимодействия электронов малых энергий с твердыми телами [7—11]. КГ — катушки Гельмгольца для компенсации магнитного поля Земли, 1 — импульсный предусилитель, 2 — основной импульсный усилитель, 3 — удлинитель импульсов, 4 — самописец, 5, 7 — осциллографы, 6 — резонансный усилитель звуковой частоты, 8 — блок компенсации емкостного сигнала, 9 — ламповый вольтметр, 10 — звуковой генератор, 11, 12 — блоки пилообразных разверток, 13 — блок автоматического управления установкой, 14 — блок пусковых импульсов, 15 — генератор прямоугольных импульсов, 16 — катодный повторитель.

периодических микросекундных импульсов с преобразованием импульсных сигналов в квазипостоянный ток с помощью схемы удлинителя импульсов, подобной примененной авторами работ [1, 8—10]. В работах [1, 8—11] применялась схема измерения токов в цепи мишени. В этом случае для определения величины σ необходимо достаточно точное измерение первичного тока i_p . Обычно величина i_p определяется путем подачи на коллектор отрицательного напряжения, большего или равного ускоряющему напряжению U_p . Очевидно, что при больших значениях U_p это связано с определенными трудностями [1]. Вместе с тем точность измерения σ при малых E_p (при $E_p \rightarrow 0$) и точность анализа спектра быстрых вторичных электронов при измерениях в цепи мишени недостаточна, так как в этих случаях ток вторичных электронов регистрируется как малое изменение сравнительно большой величины (первичного тока).

Указанные недостатки могут быть устранены, если входное сопротивление $R_{вх}$ переключить из цепи мишени в цепь коллектора. Поскольку в этом случае $R_{вх}$ соединено с источником, создающим задерживающий потенциал $-U_c$, то любая флуктуация напряжения источника приводит к появлению переменного сигнала на входе усилителя. При автоматической записи кривых задержки вторичного тока пульсации напряжения U_c может иметь место, поскольку подаваемое на коллектор напряжение меняется во времени с помощью кругового проволочного потенциометра. Путем введения емкостных фильтров в коллекторной цепи удастся уменьшить пульсацию напряжения U_c настолько, чтобы она не регистрировалась измерительной импульсной схемой с коэффициентом усиления $\sim 10^5$.

Морозовым [15] предложена схема автоматической записи, в которой коллектор находится при постоянном потенциале,

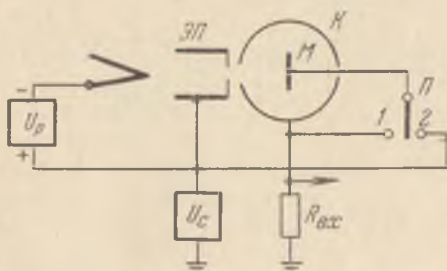


Рис. 5. Схема автоматической записи вторично-эмиссионных характеристик в цепи коллектора [15].

а на мишень при снятии кривых задержки вторичного тока подается относительно заземленного коллектора положительный потенциал (рис. 5). При этом для сохранения постоянства энергии первичных электронов, падающих на мишень, необходимо наряду с потенциалом мишени изменять и потенциал анода электронной пушки (при сохранении постоянной

разности потенциалов U_{po} между катодом и анодом пушки). Подобная схема подачи задерживающего потенциала требует, чтобы все электроды пушки были изолированы от земли.

Как показано на рис. 6, импульс напряжения с входного сопротивления $R_{вх}$, усиленный предварительным усилителем 3, поступает в основной усилитель 2 и далее в удлинитель 4 и самопишущий прибор 5. Визуально импульс можно наблюдать с помощью осциллографа 1. Переключатель Π_2 используется для изменения потенциала подогревателя $U_{под}$ относительно мишени (задержка термоэлектронов с подогревателя или бомбардировка мишени с тыльной стороны с целью ее обезгаживания). Движок кругового проволочного потенциометра $K\Pi$ может перемещаться с помощью синхронного двигателя.

В [15] схема формирования импульсов первичного тока, использованная в [1], заменена более совершенной. Анодный ток, протекающий через триод при отсутствии сигнала на его сетке, создает на модуляторе пушки отрицательный относительно катода

потенциал, равный падению напряжения на анодном сопротивлении. Для формирования импульса первичного тока на сетку через разделительный трансформатор подается прямоугольный импульс напряжения отрицательной полярности, превышающий по величине потенциал запирания лампы. При этом потенциал модулятора пушки отличается от катодного на незначительную величину.

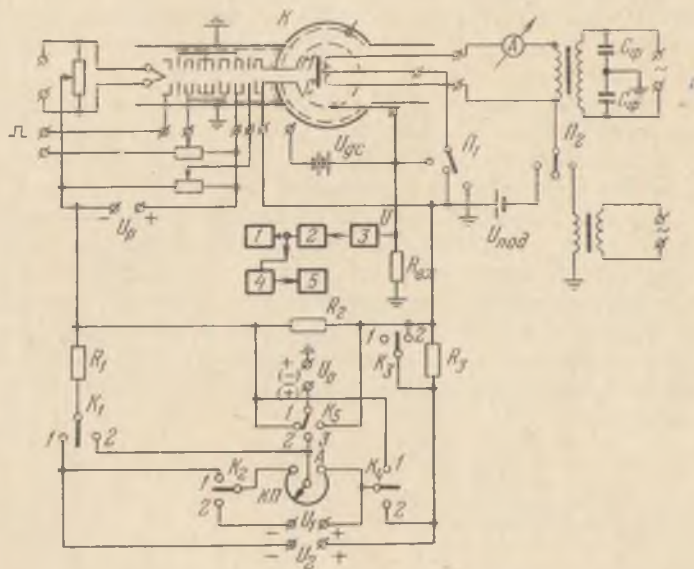


Рис. 6. Схема установки для автоматической записи величин, характеризующих ВЭЭ [15].

Поскольку в данной схеме напряжение на модулятор подается не относительно земли, а относительно катода, отпадает необходимость включения емкости между катодом и нулевым проводом схемы. К недостаткам схемы следует отнести использование разделительного трансформатора, который ограничивает диапазон изменения длительности формируемых импульсов.

Для нагрева катода электронной пушки в [15] предложена схема, увеличивавшая стабильность тока накала по сравнению с аккумуляторными батареями примерно в 100 раз. Два мощных транзистора, снабженных радиаторами воздушного охлаждения, включаются по схеме с общим эмиттером. На базу подается постоянное отрицательное напряжение $-U_B$ порядка 3В. При этом падение напряжения на сопротивлениях в цепи эмиттера остается постоянным, независимо от напряжения U_0 и сопротивления в цепи коллектора. Изменяя сопротивление в цепи эмиттера, можно регулировать величину тока накала катода пушки.

При пилообразном изменении (с помощью кругового потенциометра $KП$) энергии eU_p первичных электронов установка, изображенная на рис. 6, дает возможность записывать следующие зависимости: а) первичный ток $i_p(U_p)$; б) вторичный ток $i_{sm}(U_p)$, измеряемый при положительном потенциале коллектора относительно мишени; в) число электронов с энергией более 50 эВ (коэффициент неупругого отражения $\eta(U_p)$); г) число электронов, имеющих энергию, близкую к eU_p (коэффициент упругого отражения $r(U_p)$).

При заданном значении U_p , изменяя линейно со временем разность потенциалов U_c между коллектором (антидинаatronной сеткой) и мишенью, можно записать: а) зависимость вторичного тока i_s от U_c в интервале изменения U_c от $0,1 U_p$ до $-1,1 U_p$ (полная кривая задержки вторичных электронов); б) зависимость вторичного тока от потенциала U_c в ограниченном интервале изменения задерживающего потенциала (это позволяет детально изучать спектр медленных вторичных электронов (δ), спектр быстрых электронов (η) или спектр электронов, имеющих энергию, близкую к первичной (r)). Различные варианты электрической схемы создаются посредством показанных на рис. 6 ключей K_1-K_5 (см. таблицу 5).

ТАБЛИЦА 5

Записываемая характеристика вторичной электронной эмиссии	Позиции ключей					Потенциал точки А на схеме рис. 6.
	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5	
$\sigma(U_p)$	2	2	1	2	3	$-U_0$
$\eta(U_p)$	2	2	1	2	3	$+50 \text{ В}$
$r(U_p)$	2	2	1	2	1	-5 В
$i_s(U_c)$ — полная кривая задержки	1	1	1	2	2	0
$i_s(U_c), 0 \geq U_c \geq -1,1 U_p$	1	2	1	2	2	$0 - (+U_0)$
$i_s(U_c), +U_0 \geq U_c \geq -U'$	1	2	2	2	2	$-U_0$
$i_s(U_c), -U_p + U_0 \geq U_c \geq -U_p - U'$	1	2	2	1	2	$-U_0$

Более совершенная схема автоматической записи характеристик ВЭЭ была предложена Морозовым и Кораблевым [16, 17]. В этой схеме усилитель и регистрирующий прибор являются нуль-индикатором *). При этом факторы, влияющие на точность измерений, такие, как стабильность коэффициента усиления, линейность амплитудной характеристики усилителя, зависимость первичного

*) Различные варианты компенсационных методов измерения коэффициента ВЭЭ рассмотрены в § 5 гл. VII.

и, в отличие от схемы, описанной в [15], позволяет получать импульсы тока любой длительности. Импульсы напряжения U_1 и U_2 , снимаемые с сопротивлений R_1 и R_2 , поступают через катодные повторители 5 и 6 на вход дифференциального усилителя 7. Вычитание сигналов производится с помощью дифференциального усилителя. Разностный сигнал усиливается трехкаскадной усилительной секцией с обратной связью, на выходе которой поставлен RC -фильтр для подавления наводок с частотой 50 Гц.

Генератор импульсов 3 используется не только для управления триггером, но и запускает дополнительный генератор 10, который формирует «опорный» импульс, запаздывающий во времени и более короткий по сравнению с импульсом первичного тока. Схема совпадений 9, на которую поступают опорный и разностный (с усилителя 8) импульсы, позволяет повысить помехоустойчивость системы и исключить влияние пиков напряжения, возникающих за счет дифференцирования на паразитных RC -цепях переднего и заднего фронтов разностного импульса. Усилитель 8 имеет две трехкаскадные секции с обратной связью с общим коэффициентом усиления $\sim 10^5$. Импульсный синхронный детектор 9 представляет собою дифференциальный усилитель с симметричными потенциалами на сетках двойного триода.

Из схемы совпадений 9 сигнал поступает на удлинитель импульсов 11. Первая лампа УИ является фазоинвертором и катодным повторителем для создания положительного импульса напряжения на сетке второй лампы, в цепи катода которой включена накопительная емкость C_2 , заряжаемая импульсом длительностью около 50 мкс практически до амплитудного значения. Сигнал, появляющийся на выходе УИ при нарушении условий компенсации, подается на катодный вольтметр, в цепь которого в качестве регистрирующего прибора включен электронный самоиндуцирующий потенциометр. Вращение двигателя РД 09 обеспечивает изменение сопротивления R_1 и регистрацию этого изменения на ленте прибора. Для визуального контроля импульсов, поступающих на схему совпадений, в установку введен двухлучевой осциллограф.

Приведенная схема (рис. 7) позволяет записывать весь комплекс вторично-эмиссионных характеристик и в крупном масштабе — отдельные участки кривых.

В [16, 17] была предложена автоматическая компенсационная схема для измерений σ в статическом режиме (рис. 8). В отличие от схемы, приведенной на рис. VII.12 (см. § 5 гл. VII), плечи моста R_3 и R_4 образованы потенциометром R_m , средний вывод которого является диагональной точкой моста. С диагонали моста сигнал рассогласования подается на усилитель постоянного тока 3 с низкоомным выходом. После ослабления до нужной величины аттенуатором 4 сигнал рассогласования поступает на вход усилителя 5, преобразующего постоянное напряжение в усиленное

переменное напряжение с частотой 50 Гц. В установке использовался усилитель, лентопротяжный и записывающий механизмы потенциометра ЭПП-09. Однако вместо реохорда устанавливался потенциометр R_p моста для измерения σ . При наличии на входе усилителя 5 сигнала рассогласования двигатель РД-09 начинает вращаться и уменьшает этот сигнал до нуля. Одновременно перо самописца фиксирует значение R_1 , соответствующее моменту компенсации, т. е. записывается коэффициент ВЭЭ σ .

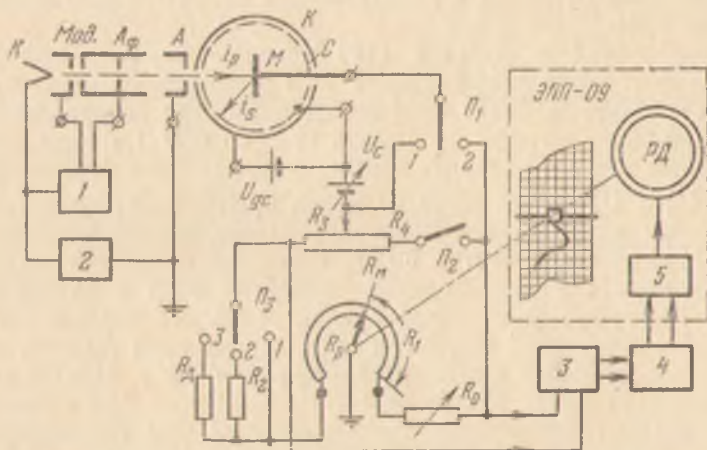


Рис. 8. Блок-схема установки для автоматической записи коэффициента ВЭЭ σ в статическом режиме [16, 17]. Мод. — модулятор пушки. АФ — фокусирующий электрод. U_g — источник напряжения для подавления гретичных электронов. РД — реверсный двигатель, 1 — питание электронов пушки. 2 — источник напряжения, ускоряющего первичные электроны, 3 — усилитель напряжения. 4 — делитель напряжения для согласования выхода блока 3 с входом усилителя мощности 5.

Выбор масштаба моста (диапазона значений σ , соответствующих изменению R_1 от нуля до $R_1 = R_p$) осуществляется изменением отношения R_3/R_4 и сопротивлений R_d и R_0 . Для мостовой схемы, изображенной на рис. 8, формула (9) из § 5 гл. VII примет вид

$$\sigma = \frac{(R_1 + R_0) R_m}{(R_p + R_0 + R_d) R_4} \quad (1)$$

Поскольку в данной схеме отношение R_m/R_4 является произвольной величиной ($R_m/R_4 \geq 1$), то для выбора масштаба была использована калибровка схемы. Можно показать, что R_0 обеспечивает сдвиг начала отсчета по шкале прибора, а R_d меняет масштаб измерений. При размыкании ключа Π_2 схема рис. 8 превращается в вариант мостовой схемы для измерения значений $\sigma < 1$ (см. рис. VII.12, б).

Изменяя U_p (или U_c) с постоянной скоростью, можно записывать на диаграммной ленте прибора кривые $\sigma(U_p)$, $\eta(U_p)$, $r(U_p)$ или интегральные кривые распределения вторичных электронов по энергиям. Недостатками рассмотренной схемы является непосредственная (гальваническая) связь между коллектором и мишенью, что требует применения изолированного от земли источника коллекторного напряжения U_c .

Аппаратура для автоматической записи вторично-эмиссионных характеристик металлов в сверхвысоком вакууме опасана также в работе [18].

Яснопольский и Дыклоп [19] предложили автоматический способ регистрации коэффициента ВЭЭ о диэлектрических мишеней в стандартных ЭЛТ. Этот метод позволяет непосредственно на экране осциллографа наблюдать кривую $\sigma(U_p)$ в виде набора дискретных точек и измерять первый и второй критические потенциалы U_p^I и U_p^{II} . Для этого на катод пушки последовательно с постоянным напряжением подается синусоидальное напряжение $\Delta U_{p0} \sin \omega_1 t$ с частотой $f_1 = 50$ Гц. С этой же частотой синхронно с изменением U_p производится развертка луча осциллографа. Между коллектором вторичных электронов (барьерной сеткой) ЭЛТ и металлической подложкой диэлектрической мишени подаются прямоугольные импульсы напряжения ΔU_c . При этом положительный заряд, накапливаемый на мишени при измерении тока в отсасывающем поле, компенсируется при бомбардировке мишени пучком в задерживающем поле. Частота следования импульсов, подаваемых на коллектор, выбирается равной $f_2 = 1700$ имп/с. При таком соотношении частот ($f_2/f_1 = 34$) на кривой $\sigma(U_p)$ можно одновременно наблюдать 34 точки.

Этот метод представляет интерес при исследовании вторично-эмиссионных свойств диэлектриков в условиях, характерных для работы ЭЛТ с барьерной сеткой, где разрядка поверхности диэлектрика производится не прогревом, а бомбардировкой электронами при нулевой разности потенциалов между подложкой и коллектором. Метод автоматической регистрации кривой $\sigma(U_p)$, предложенный в [19], подобен методу двойной модуляции [20], который предусматривает модуляцию интенсивности первичного тока импульсами прямоугольной формы с частотой $f_1 = 100-1000$ Гц (первая модуляция) и модуляцию потенциала коллектора с помощью генератора пилообразного напряжения с частотой $f_2 \approx 25$ Гц (вторая модуляция). В результате на экране осциллографа, горизонтальная развертка которого синхронизована генератором частоты f_2 , наблюдается устойчивая картина, отражающая ход вольт-амперной характеристики вторичного тока.

Метод автоматической записи кривых проницаемости $D(E_p)$ тонких пленок при простреле их электронами с энергией $E_p \leq 10$ кэВ был предложен Кантером [23]. Блок-схема установки

Кантера, работающей в непрерывном режиме, показана на рис. 9. Энергия первичных электронов E_p изменяется путем размыкания ключа Π_1 . Конденсатор C_1 при этом начинает разряжаться через сопротивление высоковольтного вольтметра $З$, в результате чего энергия электронов уменьшается вплоть до того граничного значения E_{p0} , при котором электроны перестают проходить сквозь

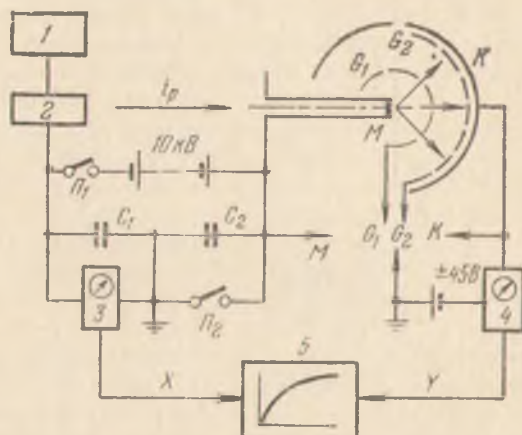


Рис. 9. Блок-схема установки для автоматической записи кривых прозрачности тонких пленок $D(E_p)$ и кривых задержки вторичного тока при ВЭЭ на прострел [23]. 1—накал катода электронной пушки, 2—электронная пушка, 3—высоковольтный вольтметр, 4—электрометр (токовый прибор), 5—двухкоординатный самописец.

фольгу. На двухкоординатный самописец 5 подаются сигналы с измерительных приборов 3 и 4. При этом коллекторный ток вычерчивается как функция энергии пучка. При записи тока коллектора K как функции задерживающего потенциала сетка G_1 соединяется с мишенью M , сетка G_2 заземляется, на коллектор K подается потенциал $+45$ В по отношению к земле, а ключ Π_1 остается замкнутым ($E_p = \text{const}$). Если ключ Π_2 тоже замкнут, то при этом задерживающий потенциал между сетками равен нулю. При размыкании ключа Π_2 конденсаторы C_1 и C_2 перезаряжаются через сопротивление вольтметра $З$, в результате чего потенциал мишени постепенно возрастает до такой величины, при которой ни один из прошедших сквозь пленку электронов не сможет достичь сетки G_2 и попасть на коллектор. Самописец регистрирует при этом кривую задержки вторичного тока $i_s(U_c)$.

В работе Хаберштро [24] был впервые применен метод автоматической записи кривых задержки при изучении ХПЭ методом прострела электронами тонких металлических пленок.

Высокочувствительная схема автоматической записи интегральных кривых распределения электронов по энергии была разра-

ботана Бершем и сотрудниками [25, 26]. Для анализа энергий ими был применен метод линзы-фильтра (рис. 10). Регистрация электронов, преодолевших потенциальный барьер и вновь ускоренных до высокой энергии, производилась с помощью сцинтиллятора 8 с фотоумножителем 9. Применение такого метода особенно важно при изучении рассеяния на большие углы, когда интенсивность рассеянного луча очень мала [25].

Шум такой схемы намного ниже шума усилителя постоянного тока, так как шум ФЭУ обычно не превышает 20 электронов/с. Минимальная сила тока, которую можно зарегистрировать с помощью этой схемы, определяется в основном собственным шумом электронного луча (дробовой эффект). Если не учитывать влияния пространственного заряда и фликкер-эффекта на катоде пушки, а также пренебречь шумом ФЭУ, то отношение

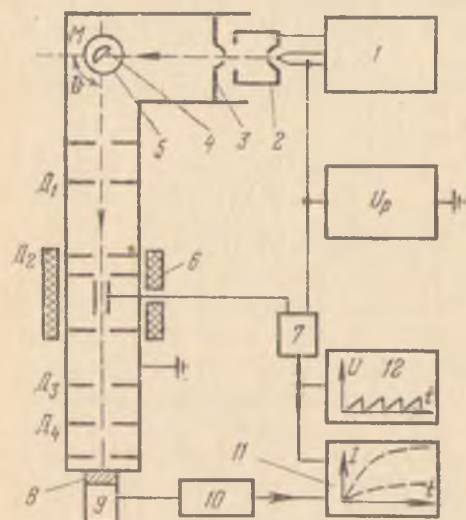


Рис. 10. Блок-схема автоматической записи интегральных спектров электронов, рассеянных монокристаллами на большие углы. 1 — накал катода, 2 — управляющий электрод, 3 — анод пушки, 4 — мишень, 5 — экран мишени, 6 — соленоид, 7 — трансформатор, через который пилообразное задерживающее напряжение подается на анализатор и на 100-капальное запоминающее устройство 11, 8 — люминесцирующий кристалл, 9 — фотоумножитель, катодный повторитель и линейный импульсный усилитель, 10 — дискриминатор и схема формирования импульса, 12 — генератор пилообразного напряжения, D_1 — D_4 — диафрагмы.

ляется только дробовым эффектом [25]:

$$x = \sqrt{i\tau/(2e)}, \quad (2)$$

где i — измеряемый ток, τ — постоянная времени измерительной цепи, e — заряд электрона. Для измерений нужно, чтобы $x > 1$. Если выбрать $x = 5$, то минимальный ток пучка будет определяться формулой

$$i_{\min} = 50e/\tau. \quad (3)$$

При наиболее часто используемом значении $\tau = 1$ с нижний предел тока, который может быть измерен, составляет $\sim 10^{-17}$ А. Эта величина на 3—4 порядка меньше минимальной величины тока, которую можно измерить усилителем постоянного тока без применения электронного умножителя.

В работе [25] сигнал с ФЭУ подавался на зеркальный гальванометр шлейфового осциллографа, фоточувствительная лента которого двигалась пропорционально изменению задерживающего напряжения — U_{ϕ} на центральном электроде линзы-фильтра, если необходимо было регистрировать энергетический спектр.

Для изучения упругого и неупругого рассеяния электронов кристаллами на большие углы ($\theta \geq \pi/2$) Бёршем и др. [26] была применена схема автоматической регистрации интегральных спектров, показанная на рис. 10. Установка состоит из высоковольтной электронной пушки, мишени, энергоанализатора, измерительной головки (сцинтиллирующий кристалл), блоков питания и регистрирующей аппаратуры. Первичный луч имеет диаметр $\sim 0,5$ мм при i_p до 1 мА. Чтобы отвести от мишени большую мощность ($\sim 10^4$ Вт/см²), которая на ней выделяется, мишени делаются массивными и охлаждаются до 150 К. Рассеянный пучок электронов ограничивается системой диафрагм D_1 и D_2 в области углов $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад и проходит в анализатор с энергетическим разрешением 0,1 эВ. Электроны, преодолевшие потенциальный барьер в линзе-фильтре, затем вновь ускоряются до энергии, которую они имели до входа в анализатор, и проходят сквозь диафрагмы D_3 и D_4 на сцинтиллятор измерительной головки. Диафрагмы D_3 и D_4 предотвращают попадание на сцинтиллятор электронов, возникающих из-за автоэмиссии на электродах линзы-фильтра (число таких электронов составляет около 1 электрона/с). Со стороны вакуума сцинтиллятор покрывается алюминиевой пленкой толщиной 100 \AA для устранения зарядки поверхности люминесцирующего кристалла и защиты умножителя от паразитной засветки. Дискриминатор 10 отделяет импульсы, поступающие с линейного усилителя, от темновых импульсов ФЭУ.

Вследствие очень малой величины тока рассеянных электронов (1 — 100 электронов/с) время измерения должно быть относительно большим (до 0,5 ч). За это время колебания интенсивности первичного тока могли бы сильно исказить измеряемые зависимости. Чтобы устранили влияние непостоянства первичного тока i_p , накопление информации осуществлялось в течение кратковременных интервалов длительностью $\tau_p \sim 1$ с. Для этого одновременно на анализатор 10 и на 100-капельное запоминающее устройство 11 подавалось пилообразное напряжение с периодом 1 с от генератора 12. С помощью примерно 2000 повторений в запоминающем устройстве накапливалось необходимое для статистического усреднения число импульсов на каждый канал. Благодаря этому происходило сглаживание изменений в числе рассеянных электронов, связанных как с кратковременными, так и с долговременными нестабильностями интенсивности первичного луча. Результаты измерений, полученные путем n -кратного повторения процесса записи спектра, из запоминающего

устройства поступают на двухкоординатный самописец. Таким образом получают интегральные кривые распределения электронов по энергиям.

§ 2. Электрическое дифференцирование кривых задержки вторичного тока с помощью модуляции задерживающего потенциала

Методы определения энергетического распределения с помощью задерживающего поля дают интегральные кривые распределения (кривые задержки):

$$i_s(U_c) \propto \int_{eU_c=E_s}^{E_p+\Delta E_p} N(E_s') dE_s'. \quad (1)$$

Для получения дифференциальной кривой распределения электронов по энергиям $N(E_s)$ необходимо взять производную от интеграла (1) по нижнему пределу. Это можно, например, сделать графически. Однако эта процедура вносит, как правило, значительную погрешность, достигающую 20 — 30 %. Для повышения точности применяются различные методы электрического дифференцирования.

Ван дер Полем и Вейжерсом [27] в 1934 г. был предложен метод электрического дифференцирования кривой задержки, основанный на модуляции задерживающего напряжения. Горный [28 — 30] применил этот метод в 1954 г. для дифференцирования кривых задержки тока вторичных электронов $i_s(U_c)$.

На коллектор вместе с постоянным напряжением U_{c0} , создающим задерживающее поле, подается переменное синусои-

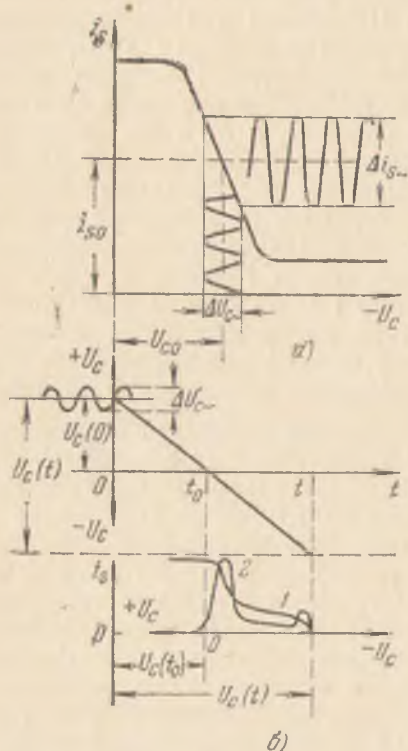


Рис. 11. Метод электрического дифференцирования кривых задержки вторичного тока. На рис. б: 1 — кривая задержки вторичного тока $i_s(U_c)$, 2 — первая производная от кривой задержки $i_s(U_c) \approx N(E_s)$.

дальное напряжение ΔU_{cm} (рис. 11) с малой амплитудой ΔU_{cm} (обычно 0,1 — 0,5 В). Величина вторичного тока i_s , протекающего

в цепи коллектора, будет при этом определяться как постоянным напряжением U_{c0} , так и переменным $\Delta U_{cm} \sin \omega t$ (рис. 11, а).

Функция $i_s(U_c) = f(U_{c0} + \Delta U_{cm} \sin \omega t)$ может быть разложена в ряд Тейлора относительно напряжения U_{c0} :

$$i_s(U_c) = i_s(U_{c0}) + \left[\frac{di_s}{dU_c} \right]_{U_{c0}} (U_c - U_{c0}) + \frac{1}{2!} \left[\frac{d^2 i_s}{dU_c^2} \right]_{U_{c0}} (U_c - U_{c0})^2 + \\ + \frac{1}{3!} \left[\frac{d^3 i_s}{dU_c^3} \right]_{U_{c0}} (U_c - U_{c0})^3 + \dots \quad (2)$$

Здесь di_s/dU_c есть искомая функция распределения $f(eU_{c0}) \equiv N(E_s)$. Если разность $U_c - U_{c0}$ меняется по синусоидальному закону $\Delta U_{cm} \sin \omega t$, то подставляя это в (2), получим

$$i_s(U_c) = i_s(U_{c0}) + \Delta U_{cm} N(E_s)_{E_{s0}} \sin \omega t + \\ + \frac{1}{4} \Delta U_{cm}^2 \left. \frac{dN(E_s)}{dE_s} \right|_{E_{s0}} (1 - \cos^2 \omega t) + \\ + \frac{1}{24} \Delta U_{cm}^3 \left. \frac{d^2 N(E_s)}{dE_s^2} \right|_{E_{s0}} (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t) + \dots, \quad (3)$$

где $dN(E_s)/dE_s$ и $d^2 N(E_s)/dE_s^2$ — соответственно первая и вторая производные от дифференциальной кривой распределения $N(E_s)$ в точке $E_s = E_{s0}$ (т. е. при $U_c = U_{c0}$). Объединяя в выражении (3) коэффициенты при гармониках, получим

$$i_s(U_c) = \left[i_s(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^2}{4} i_s''(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^4}{64} i_s^{IV}(U_c) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta U_{cm}^6}{2304} i_s^{VI}(U_c) + \dots \right]_{U_{c0}} + \\ + \left[\Delta U_{cm} i_s'(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^3}{8} i_s'''(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^5}{192} i_s^V(U_c) + \dots \right]_{U_{c0}} \sin \omega t - \\ - \left[\frac{\Delta U_{cm}}{4} i_s''(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^4}{48} i_s^{IV}(U_c) + \frac{\Delta U_{cm}^6}{1536} i_s^{VI}(U_c) + \dots \right]_{U_{c0}} \cos 2\omega t. \quad (4)$$

Из (4) видно, что сигнал на основной частоте ω отражает зависимость $i_s'(U_c) \equiv N(E_s)$ лишь в том случае, когда величина ΔU_{cm} достаточно мала и во второй квадратной скобке можно пренебречь членами, содержащими производные более высоких порядков по сравнению с членом, пропорциональным первой производной от i_s . Обычно величина ΔU_{cm} для получения высокой точности дифференцирования не должна превосходить

полуширины пиков в изучаемых энергетических спектрах [36]. Из этих соображений обычно $\Delta U_{cm} \leq 0,5$ эВ.

Горный и Рахович [30] использовали для измерения переменной составляющей вторичного тока в цепи коллектора ламповый вольтметр, считая, что его показания пропорциональны первой производной от тока вторичных электронов. Ток $\sim i'_s$ измерялся отдельно для каждого заданного значения U_{co} , т. е. кривая распределения электронов по энергиям снималась «по точкам».

В работе Шульмана и Фарбштейна [31] для автоматизации метода электрического дифференцирования была создана установка, блок-схема которой приведена на рис. 12. Блок ΔU_{cm} служит

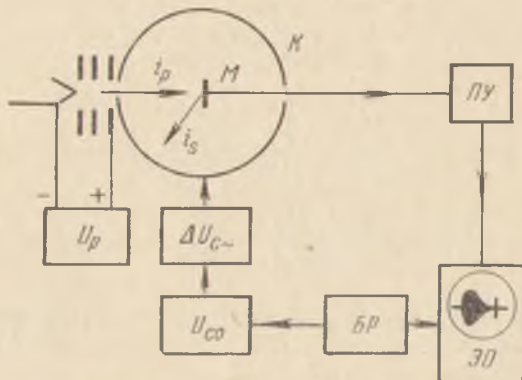


Рис. 12. Блок-схема установки для автоматического электрического дифференцирования кривых задержки вторичного тока [31]. U_{co} — блок подачи начального напряжения на коллектор, ПУ — предусилитель, ЭО — электронный осциллограф, U_p — блок питания электронной пушки, БР — блок развертки.

для электрического дифференцирования кривой задержки; он подает на коллектор K малое синусоидальное напряжение $\Delta U_{cm} \sin \omega t$, которое вызывает появление переменной составляющей $\Delta i_s(t)$ в коллекторном токе. Если в цепь мишени M включить узкополосный резонансный усилитель, настроенный на основную частоту ω , то можно выделить сигнал $\sim i'_s$. Таким образом, на измерительное устройство, в качестве которого обычно используется осциллографическая трубка, будет поступать переменный сигнал

$$\Delta i_s(t) \approx \Delta U_{cm} i'_s(U_c) \sin \omega t. \quad (5)$$

Из (5) видно, что $\Delta i_s(t)$ представляет собой синусоидальный сигнал с частотой ω , амплитуда которого промодулирована функцией $N(E_s)$.

Блок *БР* служит для развертки луча осциллографа и для подачи линейно нарастающего отрицательного напряжения на коллектор:

$$U_c(t) = U_c(0) [1 - t/t_0], \quad (6)$$

где $U_c(0)$ — начальное ($t = 0$) постоянное смещение на коллекторе, t_0 — момент времени, в который $U_c(t_0) - U_c(0) = 0$ (см. рис. 11, б). При этом величина сигнала на экране осциллографа будет являться функцией времени:

$$\Delta i_s(t) = A(t) \sin \omega t, \quad (7)$$

где $A(t) = \Delta U_{cm} i'_s(t)$. Так как $\Delta U_{cm} = \text{const}$, то функция $A(t)$, являющаяся огибающей синусоидального сигнала (точнее, огибающей выпрямленного пульсирующего сигнала $i'_s(t)$), есть искомая кривая распределения электронов по энергиям, т. е. $A(t) \Rightarrow N(E_s)$.

Для изучения деталей кривой распределения необходимо иметь возможность записывать различные участки кривой $N(E_s)$ в крупном масштабе.

При рассмотрении вопроса о разрешающей способности анализирующего устройства, основанного на принципе электрического дифференцирования кривой задержки, следует различать три понятия: 1) минимальный интервал энергий $\Delta E_{s \min}$, который разрешает прибор (так называемое энергетическое разрешение), 2) разрешающую способность $R = \bar{E}_s / \Delta E_{s \min}$ и 3) масштаб развертки (псевдодисперсию) $D_E [\text{мм/эВ}]$. В случае анализаторов с тормозящим полем аналогом дисперсии является масштаб развертки на экране осциллографа или на ленте самописца. Меняя масштаб развертки, можно растягивать или, наоборот, сжимать весь спектр или отдельные его участки, т. е. изменять псевдодисперсию анализирующей системы *). При масштабе развертки $D_E \sim 1 \text{ мм/эВ}$ разрешение $\Delta E_{s \min}$ обычно не хуже 2 эВ. При больших масштабах разверток чувствительность к обнаружению острых пиков может быть порядка 1 эВ [33]. Величина разрешающей способности $\bar{E}_s / \Delta E_{s \min}$ при использовании данного метода может меняться в очень широких пределах, так как интервал изменения энергии вторичных электронов E_s , в котором обычно производятся измерения функции $N(E_s)$, простирается от долей электрон-вольта до нескольких сотен электрон-вольт ($0 \leq E_s \leq E_p$).

*) Анализаторы с задерживающим полем истинной дисперсией, конечно, не обладают. Псевдодисперсия D_E в случае метода электрического дифференцирования может быть сделана сколь угодно большой. Однако D_E определяет лишь линейное расстояние между максимумами, а энергетическое разрешение $\Delta E_{s \min}$ зависит от полуширины, формы пиков и их относительной интенсивности.

Погрешность метода электрического дифференцирования обычно составляет 1 — 2% [28 — 30]. Измерение токов осциллографическим методом приводит к погрешности от 5 до 10% в зависимости от величины сигнала. Метод электрического дифференцирования может быть применен и в случае диэлектрических мишеней [33 — 35], если принять необходимые меры для устранения зарядки поверхности (см. § 7 гл. VII).

В работах [37, 38] вместо однократной пилообразной развертки коллекторного напряжения, использованной в [31], был применен генератор периодически повторяющейся развертки ($f \sim 25 - 30$ Гц), что позволило получить на экране осциллографа устойчивую осциллограмму кривой распределения $N(E_s)$. В режиме однократной развертки то же может быть достигнуто путем применения осциллографической трубки с длительным послесвечением или запоминающей трубки. Однако и в этом случае точность измерений $N(E_s)$ остается невысокой.

Большой эффект дает уменьшение фона за счет применения в схеме электрического дифференцирования синхронного детектора [39, 40]. Экспериментальные кривые в этом случае записываются на самопишущем приборе. Запись кривых $N(E_s)$ в увеличенном масштабе повышает псевдодисперсию, т. е. позволяет с большей точностью определять энергетическое положение пиков и форму спектров для отдельных групп вторичных электронов.

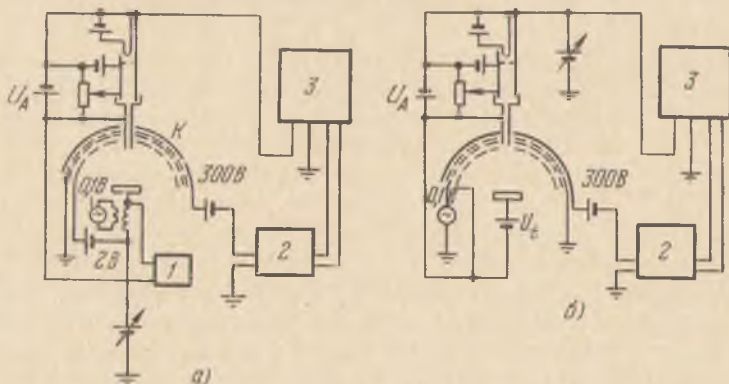


Рис. 13. Два варианта схемы для электрического дифференцирования кривых задержки с применением фазочувствительного детектора [40]: а) схема для изучения области медленных вторичных электронов, б) схема для изучения неупруго и упруго отраженных электронов. 1 — электрометр, 2 — избирательный усилитель с синхронным детектором, 3 — двухкоординатный самописец.

На рис. 13 показаны два варианта схемы электрического дифференцирования, разработанные Палмбергом [40]. Схема рис. 13, а применялась для изучения энергетического спектра медленных электронов, схема 13, б — для изучения спектра в энергетиче-

ческом интервале порядка 100 эВ от упругого пика. Эти схемы отличаются друг от друга местом приложения переменного сигнала ΔU_{\sim} . В схеме рис. 13, а малое переменное напряжение $\Delta U_{\sim} = 0,1$ В подается на мишень M , соединенную с внутренней сеткой C_1 (между M и C_1 прикладывается небольшая тянущая разность потенциалов ~ 2 В для устранения влияния объемного заряда вблизи мишени). Анализ электронов по энергиям производился в промежутке между сеткой C_1 и соединенными вместе сетками C_2 и C_3 . Последние были заземлены для уменьшения паразитной емкости между мишенью и сферическим коллектором K . Переменная составляющая коллекторного тока $i_s(t)$ выделялась усилителем с синхронным детектором. Выпрямленный сигнал подавался на вход Y двухкоординатного самописца. Для получения кривой распределения между сетками C_1 и C_2 от кругового потенциометра, вращаемого мотором, подавалось напряжение развертки $U_c(t)$, которое служило также для линейного смещения пера самописца вдоль оси X .

В схеме рис. 13, б сигнал ΔU_{\sim} прикладывается к средней сетке C_2 . Это возможно осуществить, поскольку при измерении спектра быстрых электронов положительный потенциал развертки $U_c(t)$, подаваемый на сетку C_1 , всегда намного выше потенциала на внутренней сетке C_2 , и следовательно, третичные электроны, выбитые из внутренней сетки, не могут достичь коллектора. В схеме рис. 13, а когда потенциал на C_1 может быть близок к потенциалу земли, подача переменного сигнала на сетку C_2 могла бы способствовать отбору на коллектор третичных электронов с сетки C_1 .

Схему, изображенную на рис. 13, б, в зависимости от энергии первичных электронов, в свою очередь, удобно использовать двумя способами. В одном случае энергия первичных электронов определяется разностью потенциалов U_p между катодом и анодом пушки, а потенциал мишени относительно анода $U_t = 0$. При увеличении энергии первичных электронов $E_p = eU_p$ в этом случае происходит ухудшение разрешающей способности анализатора из-за провисания поля анода пушки в промежуток между сетками C_1 и C_2 , где происходит анализ электронов по энергиям. Во втором способе на мишень подается положительный потенциал U_t , так что энергия первичных электронов $E_p = e(U_p + U_t)$. Эффект провисания поля анода в промежуток между сетками при этом, очевидно, может быть уменьшен за счет снижения U_p . Недостатком этого способа является некоторое искажение углового распределения эмиттированных электронов за счет высокого поля вокруг мишени. Первый способ эффективен при $E_p < 150$ эВ: при более высоких энергиях переход к второму способу позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение.

Ледер и Симпсон [41] применили метод электрического дифференцирования для изучения спектра ХПЭ быстрых электронов ($E_p = 10 - 20$ кэВ), прошедших через тонкие пленки. Схема, предложенная в этой работе, показана на рис. 14. Части схемы,

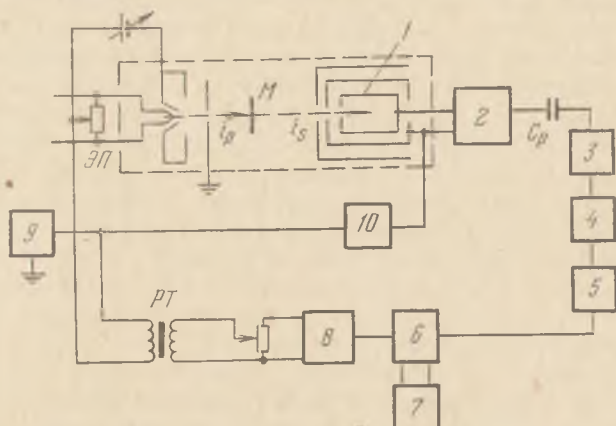


Рис. 14. Блок-схема установки для электрического дифференцирования кривой задержки при изучении ХПЭ методом прострела тонких пленок [41]. 1 — анализатор с тормозящим полем, 2 — предусилитель, 3 — катодный повторитель, 4 — фильтр на 60 Гц, 5 — логарифмический усилитель, 6 — синхронный детектор, 7 — самописец, 8 — генератор звуковой частоты (1000 Гц), 9 — источник высокого напряжения, 10 — источник задерживающего потенциала.

заключенные в штриховой контур, находятся в вакууме. Были использованы электронная пушка ЭП типа Штейгервальда [42] (см. § 6 гл. III) и анализатор с задерживающим полем, предложенный Бёршом [43]. Особенность схемы заключается в том, что модулирующее напряжение ΔU_{\sim} прикладывается к катоду пушки последовательно с ускоряющим напряжением U_p . Очевидно, что этот метод применим лишь к анализу спектров упруго и неупруго рассеянных первичных электронов, энергия которых жестко «привязана» к величине U_p . Это дает возможность уменьшать емкостный паразитный сигнал на коллектор до пренебрежимо малой величины.

Энергия первичных электронов E_p при использовании этого метода пульсирует с амплитудой модулирующего сигнала. При малых значениях E_p это было бы нежелательно, но при $E_p = 10 - 20$ кэВ изменением E_p на 0,1 эВ можно пренебречь*). Частота модулирующего напряжения выбрана равной 1000 Гц. Применение такой схемы требует, чтобы высоковольтный выпрямитель обладал низким выходным импедансом на частоте модуляции.

*) При малых E_p модуляция энергии первичного пучка используется для получения зависимостей dr/dE_p [11] (см. § 1 гл. II).

Задерживающий потенциал $U_c(t)$ изменяется от $+3$ до -48 В и подается на анализатор от сухих батарей через потенциометр, движок которого вращается с помощью мотора со скоростью 2 об/мин.

Цепь предусилителя, подсоединенного к высоковольтной цепи анализатора, отделяется от входа катодного повторителя разделительной емкостью $C_p = 500$ пФ. Между генератором синусоидального сигнала и высоковольтной цепью включается высоковольтный разделительный трансформатор PT .

Для получения приемлемого сигнала при токе на цилиндр Фарадея $10^{-7} - 10^{-13}$ А измерительная схема должна иметь высокий входной импеданс. Максимально достижимая величина этого импеданса на рабочей частоте ограничивается паразитной емкостью анализатора и емкостью входного сопротивления предусилителя и связанных с ними цепей. На частоте 1000 Гц входной импеданс составлял приблизительно 10^8 Ом. Наличие такого высокого сопротивления на входе приводит к дополнительным трудностям. Падение напряжения постоянного тока пучка на этом сопротивлении может составлять заметную часть задерживающего напряжения или даже превышать его, что может исказить анализ по энергиям. Использование схемы предусилителя, описанной в [44], сводит этот эффект к минимуму. В этом предусилителе падение напряжения на входе в 100 раз меньше падения напряжения на сеточном сопротивлении, которое определяет действительную величину

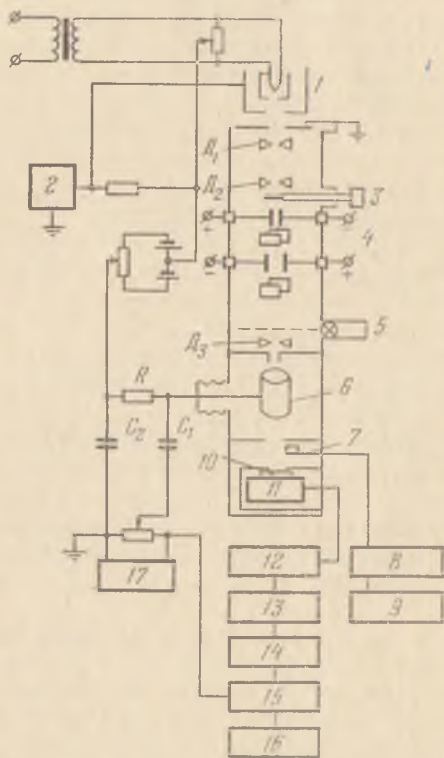


Рис. 15. Экспериментальный прибор с линзой-фильтром и блок-схема для автоматической записи кривых распределения электронов по энергиям методом электрического дифференцирования [46]. 1 — электронная пушка, 2 — источник ускоряющего напряжения, 3 — образец, 4 — отклоняющая система, 5 — фотопластинка, 6 — линза-фильтр, 7 — цилиндр Фарадея, 8 — усилитель постоянного тока, 9 и 16 — самописцы, 10 — сцинтиллятор, 11 — фотоумножитель, 12 — предусилитель, 13 — фильтр на 60 Гц, 14 — резонансный усилитель на 1 кГц, 15 — синхронный детектор, 17 — генератор на 1 кГц; $D_1 - D_4$ — диафрагмы.

выходного сигнала. Так как в описываемой схеме предусилитель соединен через источник задерживающего потенциала 10 с катодом электронной пушки, то для устранения сигналов всех частот, кроме частоты модуляции, необходима высокая степень частотной селекции. Для этой цели используются спаренный Т-образный фильтр (на 60 и 120 Гц) и синхронный детектор [45]. Между фильтром и детектором помещается логарифмический усилитель с максимальным усилением 70 дБ, изменяемым в шесть ступеней. Для того чтобы схема была относительно нечувствительна к небольшим фазовым изменениям, опорный сигнал частотой 1000 Гц (25 В), подводимый к синхронному детектору, преобразуется в прямоугольные импульсы с помощью двухкаскадного усилителя с ограничением сигнала. Выходной каскад представляет собой катодный вольтметр, в анодную цепь которого включается самопишущий потенциометр.

В работе [46] описано устройство энергоанализатора с линзой-фильтром, в котором для непосредственной записи дифференциальных кривых распределения применена схема электрического дифференцирования сигнала, поступающего на ФЭУ с флуоресцирующего кристалла (рис. 15). При $E_p = 26$ кэВ получено разрешение 0,5 эВ, ограниченное только энергетическим разбросом в первичном пучке.

Использование метода тормозящего поля совместно со схемой электрического дифференцирования при прочих равных условиях позволяет получать примерно такие же результаты, как и при использовании сложных дифференциальных электростатических или магнитных спектроанализаторов, обладающих высокой удельной дисперсией.

§ 3. Метод двойного дифференцирования

При исследовании тонкой структуры кривой распределения вторичных электронов $N(E_s)$ даже при использовании синхронного детектирования с записью результатов на ленте самопишущего прибора в ряде случаев не удастся выделить интересные группы электронов, в частности, группы электронов Оже.

Для повышения точности анализа спектров оже-электронов Вебером и Периа [47] впервые был применен метод дифференцирования кривой энергетического распределения $N(E_s)$, т. е. метод двойного дифференцирования кривой задержки вторичного тока. Основное достоинство метода двойного дифференцирования состоит в том, что он позволяет детектировать оже-пики при наличии большого фона. Если фон однороден, то он не влияет на величину второй производной $i_s''(t)$, и поэтому сигнал dN/dE_s на частоте 2ω будет равен нулю везде, за исключением мест расположения пиков.

На рис. 16 показана блок-схема установки, предназначенной для выделения второй производной от кривой задержки $i_s(U_c)$ [48]. Для этого требуется, чтобы частота опорного сигнала, подаваемого на синхронный детектор, была в два раза больше частоты сигнала ΔU_{cm} , приложенного к тормозящей сетке C_2 . Это условие легко выполнить, включив диод D между генератором синусоидального сигнала и опорным каналом фазочувствительного детектора. Так как сигнал второй гармоники тока $i_s(t)$ обычно значительно меньше, чем основной, то для его увеличения нужно работать с большей амплитудой ΔU_{cm} синусоидального сигнала, чем при выделении $i_s'(t)$. В работе [48] указывается, что при $E_p > 150$ эВ амплитуда сигнала ΔU_{cm} может быть увеличена до 4 В без заметных гармонических искажений. При $E_p < 150$ эВ для получения оптимального разрешения требуется более низкое переменное напряжение. Величина входного сопротивления $R_{вх}$ в работе [48] была выбрана равной 1 МОм.

Анализ возможных нелинейных искажений и чувствительности метода двойного дифференцирования дан в работе Тейлора [36]. Как следует из выражения (4) (см. § 2), сигнал на частоте 2ω будет отражать зависимость $i_s'(U_c) = dN/dE_s$ лишь в том случае, когда первый член в третьей квадратной скобке выражения (4) значительно превосходит остальные. Вклад членов, содержащих производные более высокого порядка, можно оценить, предположив, что оже-пик имеет, например, гауссову форму:

$$i_s(U_c - U_{cn}) = \frac{(2\pi)^{1/2} i_{sn}}{(\Delta U_n)_{1/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{U_c - U_{cn}}{(\Delta U_n)_{1/2}} \right]^2 \right\}, \quad (1)$$

где i_{sn} — полный ток, соответствующий n -му оже-пику, $(\Delta U_n)_{1/2}$ — полуширина оже-пика на половине высоты (п. ш. п. в.), U_{cn} — значение потенциала коллектора, при котором находится n -й оже-пик. Находя первую, вторую, третью и т. д. производные от кривой Гаусса (1) и подставляя эти значения в выражение (4) предыдущего параграфа, можно определить относительные откло-

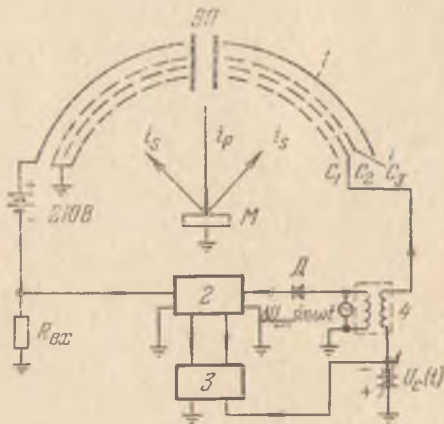


Рис. 16. Блок-схема установки для получения производной от функции распределения вторичных электронов по энергиям [48]. 1 — коллектор (флуоресцирующий экран), 2 — предусилитель, усилитель и синхронный детектор, 3 — двухкоординатный самописец, 4 — высоковольтный трансформатор.

нения от пропорциональности между сигналом на частоте 2ω и величиной $i_s(U_c)$ для различных амплитуд модуляции ΔU_{cm} и различных значений п. ш. п. в. $(\Delta U_n)_{1/2}$. Как показано в [36], погрешность выражений

$$N(E_s) = \Delta U_{cm} i_s^*(U_c) \quad (2)$$

и

$$dN(E_s)/dE_s = 1/4 \Delta U_{cm}^2 i_s^{**}(U_c) \quad (3)$$

в максимумах амплитуд пиков не превышает 6%, при условии, что $\Delta U_{cm} \leq 0,5(\Delta U_n)_{1/2}$ (при этом $i_s^* \approx 0,04 i_{sn}$).

При больших значениях ΔU_{cm} сигнал второй производной достигает насыщения ($i_{smax}^* \approx 0,3 i_{sn}$).

Так как при ВЭЭ величина $(eU_n)_{1/2} \approx 3 - 20$ эВ, то при обычно применяемых значениях $\Delta U_{cm} \sim 0,5 - 5$ В члены с производными более высоких порядков не вносят заметных погрешностей в выражения (2) и (3). В связи с этим в некоторых случаях с целью повышения чувствительности при измерении dN/dE_s увеличивают амплитуду модулирующего сигнала ΔU_{cm} , снижая при этом разрешающую способность анализатора. Чувствительность может быть также увеличена за счет увеличения первичного тока по сравнению с обычными значениями на 1 — 2 порядка (до 150 — 200 мкА). Однако такое увеличение i_p ведет к уменьшению разрешения из-за влияния объемного заряда, появляющегося у поверхности исследуемой мишени, а в случае диэлектрических пленок и других сложных поверхностей к заметной диссоциации соединений при электронной бомбардировке. Укажем еще некоторые способы повышения чувствительности к оже-пикам: 1) сужение полосы пропускания резонансного усилителя и синхронного детектора, 2) использование в качестве входного сопротивления резонансного контура с импедансом в несколько десятков мегаом [49], 3) компенсация фона ВЭЭ с помощью введения специально подобранного сигнала («аналога ВЭЭ») в усилительный тракт [50], 4) переход от нормального к наклонному падению электронного пучка на поверхность мишени (при этом повышается вероятность выхода оже-электронов в вакуум, так как процессы неупругого рассеяния происходят ближе к поверхности). Следует иметь в виду, что применение первого из указанных способов, хотя и дает возможность резко снизить уровень шума, однако приводит к необходимости уменьшения скорости записи оже-спектров, которая обычно составляет несколько десятков вольт в минуту.

Блок-схема установки [51], позволяющей проводить изучение энергетических спектров электронов методом электрического дифференцирования кривых задержки как однократного, так и двойного с применением синхронного детектирования и регистрацией результатов на ленте самопишущего прибора, показана на рис. 17.

Предварительное усиление переменной составляющей тока в цепи мишени осуществляется с помощью предусилителя со 100%-ной отрицательной обратной связью. Применение такого усилителя позволяет снизить эффективное входное сопротивление $R_{вх}$ более чем в 100 раз. Последующее усиление сигнала производится резонансным усилителем. Источником опорного сигнала для синхронного детектора служит генератор звуковой частоты, работающий на частоте 1,5 кГц. Напряжение, подаваемое на коллектор измерительного прибора (порядка 0,1 В), и напряжение

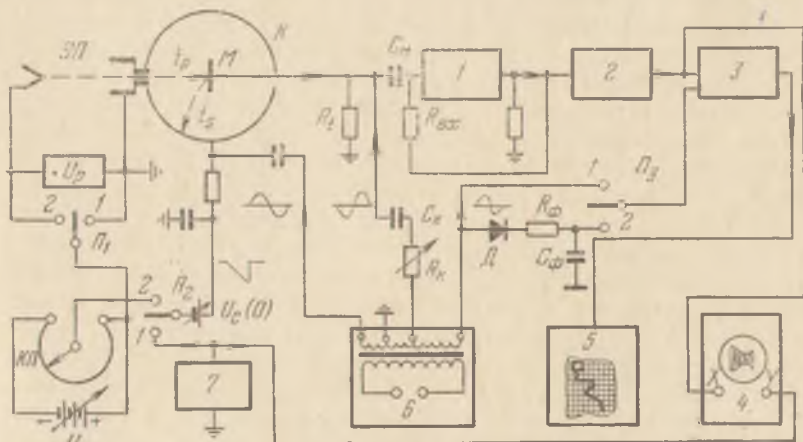


Рис 17. Блок-схема установки для изучения энергетического спектра вторичных электронов методом электрического дифференцирования [51]. 1 — предусилитель, 2 — перестраиваемый резонансный усилитель, 3 — синхронный детектор, 4 — низкочастотный осциллограф, 5 — самопишущий потенциометр, 6 — звуковой генератор, 7 — генератор пилообразного напряжения.

компенсации паразитного сигнала, обусловленного емкостью мишень — коллектор, снимаются с выхода того же генератора через соответствующие делители напряжения. Описываемая схема позволяет регистрировать спектры вторичных электронов на ленте самопишущего прибора (или фотографировать с экрана осциллографа). Пилообразное напряжение $U_c(t)$, создающее задерживающее поле в квазисферическом анализаторе, подается или от лампового генератора (переключатель Π_2 в положении 1), или от кругового потенциометра $КП$ (Π_2 в положении 2), движок которого перемещается с помощью синхронного двигателя. В первом случае цикл измерений продолжается около 4 с и кривая фотографируется с экрана осциллографа. Во втором случае цикл измерений длится 1 мин. (или более — при наличии повышенных шумов на входе синхронного детектора). Кривая записывается при этом на ленте самопишущего прибора. Переключатель Π_1 позволяет соединять начало потенциометра с анодом или катодом элек-

тронной пушки. При этом записываются спектры медленных истинно-вторичных электронов (Π_1 в положении 1) или быстрых упруго и неупруго отраженных электронов (Π_1 в положении 2). Выбор исследуемого участка спектра производится путем подачи на коллектор постоянного потенциала $U_c(0)$.

Двойное дифференцирование осуществляется путем измерения в цепи мишени второй гармоники тока, пропорциональной второй производной кривой задержки. Оставляя неизменной частоту ω синусоидального дифференцирующего сигнала, подаваемого на коллектор K экспериментального прибора, и перестроив усилительный тракт на частоту 2ω , можно записать производную dN/dE_s кривой энергетического распределения $N(E_s)$. С этой целью сигнал с предварительного усилителя со 100%-ной отрицательной обратной связью подается на дополнительный узкополосный усилитель, настроенный на частоту 2ω . Этот усилитель является модификацией часто используемых схем (см., например, [52]). Полоса пропускания усилителя порядка 150 Гц при частоте $2\omega = 3000$ Гц. Дальнейшее усиление осуществлялось с помощью основного усилителя, настроенного на частоту 2ω . Последовательное включение двух резонансных усилителей позволяет подавать сигнал с частотой ω более чем в 250 раз по сравнению с сигналом на частоте 2ω . Частота опорного сигнала синхронного детектора при записи второй производной кривой задержки была равна 2ω (переключатель Π_3 в положении 2). Для получения этого сигнала напряжение со звукового генератора подавалось на схему двухполупериодного выпрямителя с фильтром; подбор соответствующей фазы производился фазовращателем синхронного детектора.

Подобная схема обладает большой чувствительностью и очень удобна для регистрации слабо выраженных групп электронов, особенно если они находятся на фоне другой, значительно лучше выраженной группы.

§ 4. Метод дифференцирующих RC -цепей

Другим вариантом метода электрического дифференцирования кривой задержки является применение дифференцирующих RC -или RL -цепей [53 — 57]. При входном напряжении $U_{вх}(t)$ напряжение на выходе RC -или RL -цепи изменяется по закону [58, 59]:

$$U_{вых}(t) = \tau (1 - e^{-t/\tau}) \frac{dU_{вх}}{dt} + U_0 e^{-t/\tau}, \quad (1)$$

где τ — время релаксации дифференцирующей цепи ($\tau = RC$ или $\tau = L/R$), U_0 — начальное напряжение (при $t = 0$), обусловленное энергией, запасенной в емкости или индуктивности. При

$t \gg \tau$, $U_{\text{вых}}(t)$ пропорционально производной от $U_{\text{вх}}(t)$:

$$U_{\text{вых}} \approx -\tau dU_{\text{вх}}/dt. \quad (2)$$

При $t > 3\tau$ это равенство выполняется с точностью до 5%. Для достаточно точного дифференцирования необходимо обеспечить соотношение параметров RC -цепи и изучаемого сигнала в пределах $RC \ll 1/4\omega_{\text{в}}$. Здесь $\omega_{\text{в}}$ — высшая гармоническая составляющая спектра сигнала, имеющая существенное значение для воспроизведения его формы.

Следует заметить, что с помощью простых цепей RC и RL нельзя получить точного значения производной $dU_{\text{вх}}/dt$. Действительно, для повышения точности дифференцирования необходимо уменьшать величину постоянной времени цепи RC или L/R , что неизбежно приводит к уменьшению величины напряжения на выходе.

В реальных цепях необходимо учитывать внутренние сопротивления источников напряжения и паразитные емкости. С учетом этих условий эквивалентная схема дифференцирующей RC -цепи имеет вид, показанный на рис. 18.

Здесь C_0^* — емкость на выходе источника сигнала, R_0 — его внутреннее сопротивление, C_0^* — входная емкость нагрузки, R_H — сопротивление нагрузки, шунтирующее выход дифференцирующей RC -цепи.

Внутреннее сопротивление источника входного напряжения уменьшает амплитуду импульсов $U_{\text{вых}}$ на выходе дифференцирующей цепи в отношении $R/(R_0 + R)$. Постоянная времени цепи τ с учетом сопротивления R_0 возрастает до величины

$$\tau = C(R + R_0). \quad (3)$$

Кроме того, наличие паразитной емкости C_0^* дополнительно увеличивает длительность τ вследствие эффекта интегрирования на $R_0 C_0^*$.

Точный количественный учет влияния емкостей C_0^* и C_0^* на форму и амплитуду выходного напряжения весьма сложен и требует громоздких вычислений [61]. Качественно влияние емкости C_0^* сводится к увеличению длительности сигнала $U_{\text{вх}}(t)$, уменьшению его амплитуды и крутизны нарастания. Шунтирующая емкость C_0^* уменьшает напряжение на выходе и увеличивает

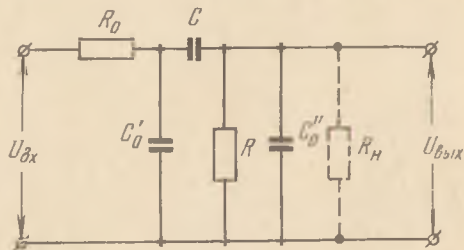


Рис. 18. Эквивалентная схема дифференцирующей RC -цепи с учетом паразитных параметров.

постоянную времени до величины

$$\tau = R(C + C_0''). \quad (4)$$

Чтобы уменьшить влияние емкостей C_0' и C_0'' , необходимо выбирать относительно большую величину основной емкости ($C > C_0$) и применять на выходе RC -цепи катодные повторители, имеющие малую величину входной емкости $C_{вх} \approx C_0''$ [60].

Наличие паразитных параметров влияет на амплитуду, форму и длительность выходного сигнала $U_{вых}(t)$. При этих условиях невозможно получить точное значение производной за счет уменьшения постоянной времени RC -цепи.

Для повышения точности дифференцирования обычно применяют повторное дифференцирование или обратную связь [60] (рис. 19). При этом выходное напряжение будет пропорционально

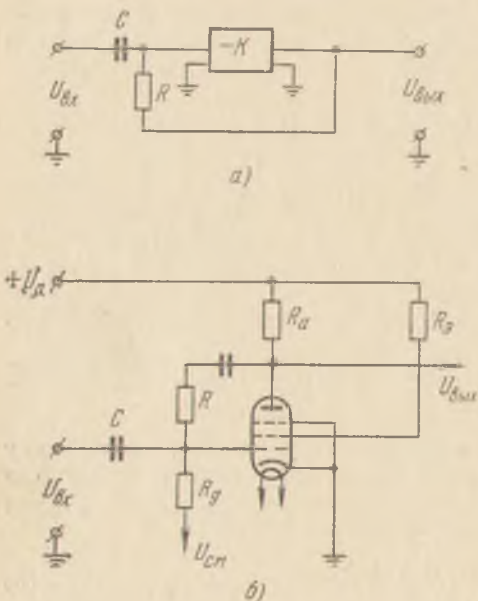


Рис. 19. Схема дифференцирующей RC -цепи с отрицательной обратной связью: а) блок-схема, б) принципиальная схема [60].

производной, взятой с обратным знаком. Применение отрицательной обратной связи по напряжению дает возможность уменьшить эквивалентную постоянную времени дифференцирующей цепи в $k+1$ раз без уменьшения амплитуды напряжения на выходе по сравнению с простой дифференцирующей RC -цепью (k — коэффициент усиления каскада усилителя).

Метод электрического дифференцирования кривой задержки тока вторичных электронов с помощью RC -цепочки в режиме одиночных импульсов был впервые предложен в работе Геля и Солтамова [53]. Положительный одиночный импульс

напряжения длительностью $\tau_p = 25$ мкс, вырабатываемый генератором прямоугольных импульсов, подается на модулятор электронной пушки. Синхронно с подачей на электронную пушку отпирающего прямоугольного импульса на коллектор вторичных электронов от генератора пилообразного напряжения подается отрицательное линейно изменяющееся напряжение $U_c(t)$. Это

же напряжение служит для развертки луча на экране осциллографа. Для модуляции яркости осциллографа на модулятор электронно-лучевой трубки подаются прямоугольные импульсы напряжения от генератора. Сигнал снимается с входного сопротивления, включенного в цепь мишени. Следует иметь в виду, что это сопротивление зашунтировано паразитной емкостью C_0 . Другая паразитная емкость C_0^* «включена» между коллектором и мишенью.

Сигнал на нагрузке складывается из полезного сигнала $i_s(t)$ — i_p и паразитного сигнала, прошедшего в цепь мишени через емкость C_0^* . Так как величина паразитного сигнала может быть намного превышать величину полезного, то возникает необходимость использовать схему компенсации паразитного сигнала. С этой целью сигнал с входного сопротивления подавался на одну из сеток дифференциального усилителя. Напряжение на выходе дифференциального усилителя в первом приближении определяется разностью напряжений на его сетках.

Компенсация паразитного сигнала может быть осуществлена с помощью компенсационной схемы подбором оптимальных емкостей, в качестве которых используются переменные подстроечные конденсаторы. После того как осуществлена компенсация паразитного сигнала, включается электронный пучок. Возникающий при этом полезный сигнал, пропорциональный $i_s(t)$, с выхода дифференциального усилителя поступает на импульсный предусилитель. С предусилителя сигнал подается на вертикальный вход осциллографа либо непосредственно, либо через RC-цепь. В первом случае на экране осциллографа регистрируется кривая задержки, а во втором — кривая распределения вторичных электронов по энергиям. Кривые, получаемые описанным методом, хорошо совпадают с кривыми, получаемыми по точкам.

Интервал энергий вторичных электронов ΔE_s , разрешаемый при осциллографировании кривой задержки, выражается формулой

$$\Delta E_{s\min} = e \frac{\tau_a}{T_c} U_{cm}(T_c), \quad (5)$$

где τ_a — время релаксации усилительного тракта с учетом влияния входной цепи, T_c — длительность развертки напряжения на коллекторе (в данном случае $T_c = \tau_p$, где τ_p — длительность импульса первичного тока), $U_{cm}(\tau_p)$ — амплитуда пилообразного напряжения развертки, подаваемого на коллектор. Например, при $\tau_a = 0,3$ мкс и $U_{cm}/\tau_p = 1$ В/мкс $\Delta E_{s\min} = 0,3$ эВ.

В работе [54] для электрического дифференцирования кривой задержки вторичного тока применена RL-цепочка.

Методика ступенчато-импульсного дифференцирования кривых задержки вторичного тока, позволяющая непосредственно на

экране осциллографа получать спектры вторичных электронов при использовании импульсов с низкой частотой повторения, была разработана Македонским [62].

Метод дифференцирования кривой задержки вторичного тока с помощью RC -цепи в режиме постоянного тока был использован в работе Хёлцла [55]. Электронная пушка $\mathcal{EП}$ непрерывно облучает металлическую мишень M электронами, ускоренными напряжением U_p (рис. 20). На коллектор K относительно мишени

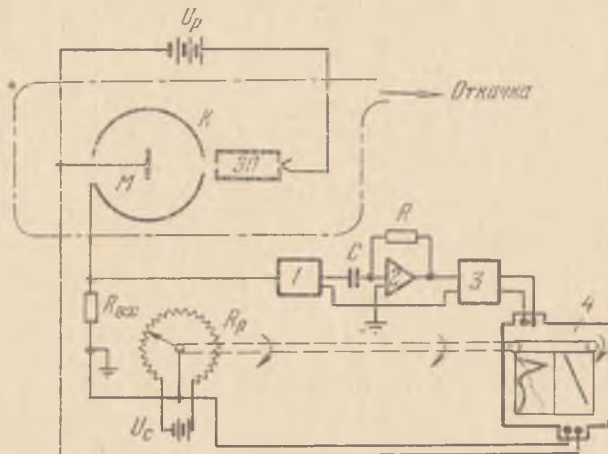


Рис. 20. Схема установки для электрического дифференцирования кривой задержки вторичного тона с помощью RC -цепочки в режиме постоянного тока [55].

подается задерживающий потенциал с помощью вращающегося потенциометра R_p , ось которого связана с осью вращения диаграммной ленты самописца. Ток с коллектора K проходит через входное сопротивление $R_{вх}$ (10^7 Ом), усилители постоянного тока 1 и 3, а затем подается на двухкоординатный самописец 4. На вход X самописца поступает сигнал, пропорциональный напряжению развертки.

Для дифференцирования кривой задержки используется RC -цепь, изображенная на рис. 21. Здесь $R_1 = 10$ Ом — выходное сопротивление катодного повторителя (усилителя 1 на рис. 20); $C = 20$ мкф и $R = 2,5$ МОм — соответственно емкость и сопротивление дифференцирующей цепи, 2 — аналого-вычислительный усилитель. При скорости изменения напряжения на коллекторе $dU_c/dt = 0,1$ В/с погрешность дифференцирующей схемы составляет 1%.

Дифференцирующая RC -цепь, использованная в работах [57, 63], показана на рис. 22. Если переключатель Π находится в положении 1, то напряжение на выходе пропорционально пер-

вой производной от $U_{вх}(t) = i_s(t)R_{вх}$. Основной дифференциатор Y_1 создан на базе операционного усилителя (коэффициент усилителя без обратной связи $k = 5 \cdot 10^4$). Дифференцирующая RC-цепь включает в себя элементы C_1 и R_2 ($\tau_1 = C_1 R_2 = 1$ с). Емкость C_2 и сопротивление R_1 включены в цепь для уменьшения уровня шумов; они ограничивают полосу пропускания схемы со стороны высоких частот. Коэффициент передачи схемы, собранной на основе операционного усилителя с большим коэффициентом усиления, можно записать в виде [64]

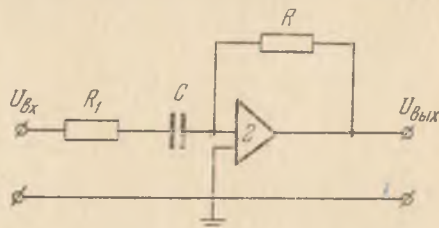


Рис. 21. Дифференцирующая RC-цепь [55].

$$U_{вых}/U_{вх} = k(p) = -Z_2(p)/Z_1(p), \quad (6)$$

где $Z_1(p)$ — комплексное входное сопротивление, $Z_2(p)$ — ком-

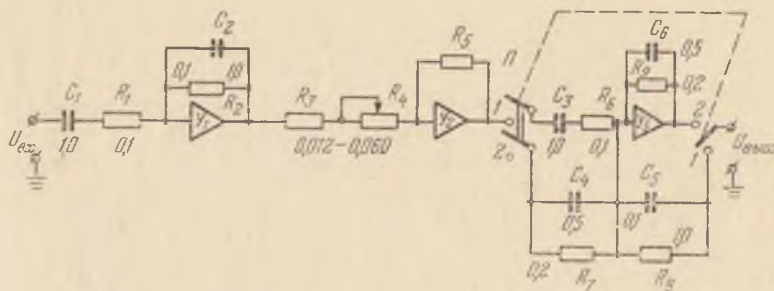


Рис. 22. Принципиальная схема дифференцирующего устройства [57]. Номиналы сопротивлений — в МОм, емкостей — в мкФ.

плексное сопротивление обратной связи. Для частного случая схемы на рис. 22 получим

$$k_1(p) = -p\tau_1/(1 + 2\alpha p + \alpha^2 p^2), \quad (7)$$

где $\alpha = R_1 C_1 = R_2 C_2$, p — оператор d/dt . Вводя другой оператор $p' = d/dU_c$ и учитывая, что $t = \beta U_c$, получим $p = p'/\beta$. При этом выражение (7) преобразуется к виду

$$k_1(p') = -\frac{\tau_1 p'/\beta}{1 + 2\alpha p'/\beta + (\alpha/\beta)^2 p'^2}. \quad (8)$$

Величина α должна быть выбрана из условия стабильной работы схемы. Коэффициент β характеризует скорость развертки. При $\alpha/\beta < 1$ в (8) можно пренебречь членом с коэффициентом

$(\alpha/\beta)^2 \ll 1$. Усилитель J_2 имеет коэффициент передачи $k_2(p) = -k$, где $k = 10 - 80$. Изменением k можно регулировать чувствительность схемы. Продифференцированный и усиленный сигнал поступает на вход 3-го операционного усилителя, коэффициент передачи которого при положении 1 переключателя Π с точностью до члена $(\alpha/\beta)^2$ равен

$$k_3(p') = - \left[\frac{2\alpha p'/\beta}{1 + 2\alpha p'/\beta} + 1 \right]. \quad (9)$$

Общий коэффициент передачи всей схемы

$$k(p') = -k_1(p') k_2(p') k_3(p'), \quad (10)$$

или

$$k(p') = -\frac{k\tau_1}{\beta} p' \left[\frac{1}{1 + 2\alpha p'/\beta} \left(\frac{2\alpha p'/\beta}{1 + 2\alpha p'/\beta} + 1 \right) \right] \approx -\frac{k\tau_1 p'}{\beta}. \quad (11)$$

Таким образом, усилитель J_3 позволяет скорректировать коэффициент передачи $k_1(p')$ так, чтобы в итоге с точностью до $(\alpha/\beta)^2$

$$U_{\text{вых}} = -\frac{k\tau_1}{\beta} \frac{dU_{\text{вх}}}{dU_c}. \quad (12)$$

Тонкую структуру кривой задержки можно разрешить, если ей соответствует интервал времени, больший, чем удвоенная постоянная времени фильтра (2α). Для схемы на рис. 22 ($\alpha = 0,1$ с, $1/\beta = 1$ В/с) разрешение

$$\Delta E_{\text{сmin}} = e2\alpha/\beta \approx 0,2 \text{ эВ}, \quad (13)$$

т. е. примерно такое же, как и в работе [53] (см. формулу (5)).

Вторая производная от кривой задержки dN/dE_s может быть получена при переключении Π на рис. 22 в положение 2 (при этом постоянная времени τ_3 изменяется от 2 до 1 с). Коэффициент передачи цепи усилителя

$$k_3(p') = -\frac{\tau_3 p'/\beta}{1 + 2\alpha p'/\beta}, \quad (14)$$

а общий коэффициент передачи

$$k(p') = -\frac{(k/\beta^2) \tau_1 \tau_3 p'^2}{1 + 4\alpha p'/\beta}. \quad (15)$$

Из (15) видно, что

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{k}{\beta^2} \tau_1 \tau_3 \frac{d^2 U_{\text{вх}}(t)}{dU_c^2} \quad (16)$$

при условии, что $(4\alpha/\beta) dU_{\text{вх}}/dU_c \ll 1$. Это условие хорошо выполняется вне области максимумов истинно-вторичных и унру-

го отраженных электронов. Как раз эта область энергий вторичных электронов интересна для оже-спектроскопии поверхности твердого тела.

§ 5. Методы автоматической регистрации дифференциальных энергетических и пространственных распределений электронов

Одной из первых работ, в которой была применена автоматическая регистрация дифференциального спектра вторичных электронов $N(E_s)$, является опубликованная в 1953 г. работа Лэндера [65] — пионерская работа по электронной оже-спектроскопии. Ток на цилиндр Фарадея регистрировался ламповым электрометром с предельной чувствительностью $1 \cdot 10^{-15}$ А [66], к выходу которого подключался самопишущий миллиамперметр. Масштаб по оси абсцисс на ленте самописца устанавливался в соответствии с величиной напряжения U_{AB} между пластинами электростатического сферического анализатора. Это напряжение подавалось на анализатор автоматически со скоростью 2 В/с. Величина напряжения U_{AB} измерялась с помощью градуированного прибора с точностью около 0,2%, а затем эти данные пересчитывались в энергию электронов с учетом постоянных анализатора. Последние получались из измерений положения пиков упруго отраженных первичных электронов, ускоренных определенным напряжением U_p . Следует иметь в виду, что ординаты полученных кривых $N(E_p)$ из-за изменения эффективной ширины щели не отражают истинного распределения электронов по энергиям.

Автоматическая запись энергетических спектров $N(E_s)$ и угловых распределений $I_s(\theta)$ в дальнейшем была

использована в большинстве работ, выполненных с помощью электростатических и магнитных энергоанализаторов [67 — 82].

Напряжение на отклоняющие пластины энергоанализатора обычно подается от соответствующего источника питания через измерительную цепь и спаренные потенциометры, скользящие

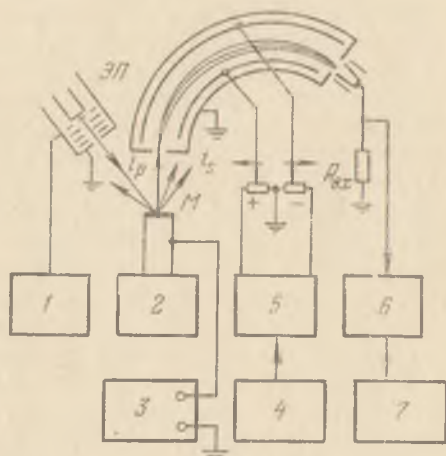


Рис. 23. Блок-схема установки для автоматической регистрации энергетических спектров электронов с помощью спектроанализатора типа Юза — Рожанского [70]. 1 — источник питания пушки ЭП, 2 — накальная цепь мишени М, 3 и 4 — источники напряжения, 5 — вольтметр, 6 — усилитель постоянного тока, 7 — самописец.

контакты которых приводятся в движение синхронным мотором (рис. 23). Общая точка потенциометров заземляется, что дает возможность поддерживать неизменной величину потенциала в месте расположения входной и выходной щелей. Анализатор, использованный в работах Харроуэра [70, 71], позволял осуществлять запись кривой $N(E_s)$ в любом интервале энергий электронов в пределах от 0 до 2000 эВ. Ток в цепи коллектора протекал через входное сопротивление $R_{вх}$ (порядка 10^{10} Ом), падение напряжения на котором усиливалось электрометром и подавалось на самописец. После установки соответствующих напряжений на электродах пушки и анализатора энергетический спектр регистрировался автоматически. Запись спектра производилась за 4 минуты. Это время определялось энергетическим разрешением ΔE_s^{\min} анализатора и постоянными времени входной цепи и самопишущего прибора.

В работах Пауэлла и Свэна [72] в качестве коллектора электронов, прошедших через 127-градусный анализатор, был использован первый диод открытого 19-каскадного ВЭУ с высоким коэффициентом усиления. Это позволяет избежать использования электрометра с высокоомным входом и тем самым значительно повысить скорость записи кривых *). В работе [22], где была применена методика регистрации спектров, подобная использованной Пауэллом и Свэном, время развертки (на экране осциллографа) энергетического спектра вторичных электронов составляло $1/25$ с. Напряжение U_{AB} на пластины анализатора подавалось от электронного генератора пилообразного напряжения с частотой 25 Гц.

Одновременно с записью кривой распределения вторичных электронов по энергиям $N(E_s)$ в приборе, использованном в работе [22], была предусмотрена возможность записи на экране осциллографа полной кривой задержки тока вторичных электронов. Это достигалось путем сочетания в одном экспериментальном приборе сферического тормозящего поля и цилиндрического электростатического анализатора типа Юза — Рожанского. Такой метод одновременного осциллографического исследования интегрального и дифференциального распределений вторичных электронов по энергиям весьма удобен, так как кривые могут сниматься за время в 5 — 10 раз меньшее, чем время осаждения на предварительно очищенную поверхность одного монослоя

*) Для регистрации электронов, прошедших через электростатические анализаторы, широко применяются ВЭУ с непрерывным диодом («мультидины») [83—86]. В настоящее время широкое применение в оже-спектроскопии нашли электростатические анализаторы типа цилиндрического зеркала [135]. Они обладают фокусировкой второго порядка и имеют чувствительность примерно в 100 раз выше, чем у анализатора с задерживающим полем. Это позволяет повысить скорость изменения разности потенциалов U_{AB} до $2 \cdot 10^4$ В/с и регистрировать оже-спектры на экране осциллографа.

остаточных газов. Следует, однако, отметить, что метод регистрации спектров на экране осциллографа обладает несколько меньшей точностью, чем метод записи кривых $N(E_s)$ в большом масштабе на ленте самописца.

Харрис [87] в работе по оже-спектроскопии впервые применил в 127-градусном конденсаторе электрическое дифференцирование функции распределения электронов по энергиям. Это позволило повысить чувствительность при наблюдении слабо выраженных оже-пиков. Для получения первой производной от функции $N(E_s)$ на пластины конденсатора Юза—Рожанского, кроме постоянного напряжения развертки $U_{ав}$, подавалось синусоидальное напряжение с частотой 7 кГц и амплитудой 0,1 В. Измерения производились с использованием синхронного детектирования.

Осциллографическая запись спектров ХПЭ электронов, прошедших через тонкие пленки, использовалась в работе [82], где анализ электронов производился с помощью плоского электростатического зеркала.

Для установок, использующих линзу-анализатор Мёлленштедта с высокой хроматической абберацией, Мартон, Ледер и др. [88 — 90] разработали способ автоматической регистрации спектра ХПЭ. В качестве детектора они использовали флуоресцирующий слой, связанный с умножителем с помощью светопровода. Измерение энергетического спектра производилось в этом случае с помощью развертки во времени потенциала среднего электрода анализирующей цилиндрической линзы. Детекторная система состояла из стеклянного окошка, покрытого с вакуумной стороны флуоресцирующим слоем, и помещенного снаружи у этого слоя ФЭУ. Для согласования высокоомного выхода ФЭУ с низкоомным входом самописца использовалась специальная схема, ранее предложенная в [91]. Эта схема состоит из логарифмического ступенчатого делителя, включенного между последним диодом ФЭУ и землей, и двоянного катодного повторителя. Сигнал на самописец снимается с 20-омного сопротивления в цепи анода одного из катодных повторителей. При калибровке детектора для измерения абсолютной интенсивности пиков применяется чувствительный электрометр, подключенный к цилиндру Фарадея, который помещается перед флуоресцирующим окном.

Спектр развертывается с помощью вращаемого мотором потенциометра. При изменении потенциала линзы-анализатора спектр ХПЭ смещается поперек флуоресцирующей плоскости *). В работе [90] калибровка соответствовала 0,37 эВ/мм. Описанная выше аппаратура позволяет автоматически регистрировать ХПЭ элек-

*) Следует иметь в виду, что выбор типа люминофора имеет важное значение, так как наличие у люминофора длительного послесвечения может ограничить постоянную времени детектора.

тронов в узком телесном угле ($\leq 10^{-2}$ ср) вблизи оси первичного пучка.

Для одновременного исследования закономерностей углового и энергетического распределения электронов в ряде работ [79, 89, 92 — 100] были разработаны устройства, основанные на принципе поворота энергетического анализатора (магнитного или электростатического) вокруг объекта на некоторый угол θ относительно направления пучка первичных электронов. Мартоном, Симпсоном и Мак-Кроу [89] были разработаны вакуумный прибор и схема измерений, позволяющие автоматически записывать распределение по энергиям и углам вылета электронов, рассеянных твердым телом при изменении E_p от 10 до 50 кэВ. Магнитный анализатор мог поворачиваться в диапазоне углов наблюдения $\Delta\theta \sim 150^\circ$.

Задача автоматизации записи спектров электронов при использовании магнитного анализатора осложняется тем, что необходимо учитывать гистерезисные явления в магнитопроводе анализатора и поддерживать ток в обмотке электромагнита, обладающей низким импедансом, с погрешностью порядка 0,1% в течение многих циклов записи. Для решения этой задачи в [94] была разработана специальная электронная схема для автоматического изменения тока электромагнита. Поскольку интервал энергий, в котором записывался спектр, не превышал 10% от полной начальной энергии электронов, необходимо было начинать развертку тока при начальном возбуждении магнита, немного превосходящем ширину развертки. При этом рабочая точка магнита на гистерезисной петле может от цикла к циклу постепенно перемещаться к вершине петли, где имеет место насыщение и связанная с ним нелинейность. Для того, чтобы этого не происходило, ток магнита после каждого периода записи необходимо уменьшать с помощью специальной электронной схемы до уровня более низкого, чем начальный. Величина дисперсии составляла приблизительно 10 эВ/мм. Угловая полуширина пучка первичных электронов была меньше 10^{-3} рад.

Результаты измерений авторы [89, 94 — 96] представляли в виде картограмм, где по оси абсцисс откладывается угол рассеяния θ , и по оси ординат — потери энергии ΔE , а координата z соответствует интенсивности. Для получения первичных данных для такой картограммы требуется время около 12 минут.

Более удобным способом автоматической записи энергетического и углового распределений электронов, рассеянных твердым телом, является использование вращающегося электростатического анализатора. В этом случае имеются, однако, трудности в подведении к подвижным частям анализатора высокого напряжения.

В работе Кантера [97] был применен электростатический анализатор (цилиндрический конденсатор с углом отклонения 90°),

который мог поворачиваться вокруг неподвижной мишени почти на 180° . Диапазон анализируемых энергий — от E_p до $0,1 E_p$. Разрешение по энергиям — 3%, по углам — $4,5 \cdot 10^{-4}$ рад. Измерения производились при энергиях $E_p \leq 70$ кэВ.

Универсальный прибор для исследования энергетического и углового распределений электронов после их взаимодействия с твердым телом (в режимах прохождения и отражения) в широком диапазоне энергий и углов с использованием 127-градусного цилиндрического конденсатора был разработан Макаровым [100].

Энергия первичных электронов могла изменяться от 10 до 50 кэВ. Относительное разрешение анализатора по энергиям $\sim 8 \cdot 10^{-5}$ рад, разрешение по углам в случае работы на прохождение $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ рад. Диапазон углов наблюдения $\Delta\theta \approx 150^\circ$.

Выпрямитель на 15 кВ, являющийся источником анализирующего напряжения U_{AB} , нагружен ступенчатым делителем с заземленной средней точкой. В каждом плече делителя последовательно с высоким напряжением включаются две батареи (по 300 В каждая), нагрузкой которых являются проволочные потенциометры. Интервал плавного изменения напряжения (600 В) выбран равным падению напряжения на сопротивлениях одной ступени делителя.

Схема позволяет изменять напряжение U_{AB} между пластинами анализатора по линейному закону в пределах от 0 до максимального значения $U_{AB} = 15$ кВ, используя автоматическое переключение подвижных контактов ступенчатого делителя. Изменение напряжения на одну ступень (600 В) соответствует диапазону энергии анализируемых электронов, равному 3000 эВ. Цепь, в которую входят вращающийся выключатель и реле, служит для автоматической коммутации отдельных участков электрической схемы во время нерабочего хода движком потенциометров. Разница потенциалов (относительно заземленной средней точки) на пластинах анализатора не превышала 0,3%. Относительные колебания ускоряющего и анализирующего напряжений не превышали 0,04% за 2 мин.

Измерительная часть установки [100] состояла из усилителя постоянного тока со 100%-ной отрицательной обратной связью и самоиндуцирующего потенциометра. При входном сопротивлении 10^{11} Ом максимальный коэффициент усиления по току $\sim 1,3 \cdot 10^9$. Полезная чувствительность по току равна $\sim 10^{-14}$ А. Постоянная времени входной цепи усилителя $< 0,3$ с. Общая ошибка измерения тока $\sim 4\%$. Погрешность автоматической записи спектров ХПЭ по осям энергии и интенсивности не превышает 7%.

Так как абсолютное разрешение по энергиям ΔE_{\min} анализатора типа Юза — Рожанского зависит от энергии анализируемых электронов (так называемое изменение «эффективной ширины

цели»), это приводит к дополнительной систематической ошибке Δi_s при измерении интенсивности, равной

$$\Delta i_s / i_s = E_p / E_s - 1, \quad (1)$$

где i_s — измеренный ток рассеянных электронов с энергией E_s , E_p — энергия первичных электронов. В области спектра вблизи $E_s \approx E_p$ этой ошибкой, как видно из (1), можно пренебречь.

§ 6. Растровая электронная микроскопия

Использование растровой развертки электронного луча по поверхности мишени является еще одним способом автоматизации вторично-эмиссионных измерений. Этот метод лежит в основе работы растрового электронного микроскопа (РЭМ) [101, 102]. В литературе имеются обширные обзоры [103 — 105], главы в монографиях [106] и целые монографии [107], посвященные принципам работы, характеристикам и конструкциям РЭМ, а также применениям РЭМ в эмиссионной и полупроводниковой электронике, в микроэлектронике, в биологии и медицине. Разработаны также микроанализаторы химического состава образцов, основанные на использовании рентгеновского излучения мишени в РЭМ, а также системы получения цветных катодолюминесцентных изображений образцов [108]. В настоящем параграфе кратко рассматриваются лишь те аспекты работы РЭМ, которые непосредственно относятся к визуализации вторично-эмиссионных свойств облучаемой поверхности, распределения по ней работы выхода $e\phi(x, y)$, а также топографии поверхности металлических и полупроводниковых монокристаллов.

Для каждого элемента $\Delta S(x, y)$ поверхности мишени развертка пучка в растр эквивалентна импульсному режиму бомбардировки. При плоской поверхности в случае приблизительно нормального падения пучка вторичный (i_{sm}) или разностный ($i_{sm} - i_p$) токи характеризуют (при $i_p = \text{const}$) локальные значения $\sigma(x, y)$ с разрешением, зависящим от диаметра пучка *). Разрешение наиболее совершенных высоковольтных РЭМ достигает 50 — 100 Å при недостижимой для других типов микроскопов глубине резкости 0,6 — 0,8 мм [104]. Несмотря на то, что разрешение РЭМ примерно на порядок хуже, чем у просвечивающего электронного микроскопа, оно вполне достаточно для изучения распределений

*) При изменении угла падения ϕ пучка на поверхность мишени при сканировании автоматически получаются зависимости $\sigma_{hkl}(x, y, \phi)$ или $\eta_{hkl}(x, y, \phi)$. В случае чистых поверхностей монокристалла (σ_{hkl} и η_{hkl} не зависят от x и y) это позволяет получать кривые $\sigma_{hkl}(\phi)$ или $\eta_{hkl}(\phi)$.

$\sigma(x, y)$, $\eta(x, y)$ и $e\varphi(x, y)$ с точностью, обычно необходимой для количественных оценок распределения эмиссионных свойств твердого тела по его поверхности. Во многих случаях при изучении топографии поверхности массивных мишеней, блочности монокристаллов и анизотропии их вторично-эмиссионных свойств вполне достаточно использовать низковольтные РЭМ, не обладающие очень высоким разрешением (диаметр пучка обычно ~ 10 мкм) [110 — 113]. Измерение распределения работы выхода по поверхности с помощью РЭМ также производится с разрешением не выше 15 — 20 мкм [114 — 118].

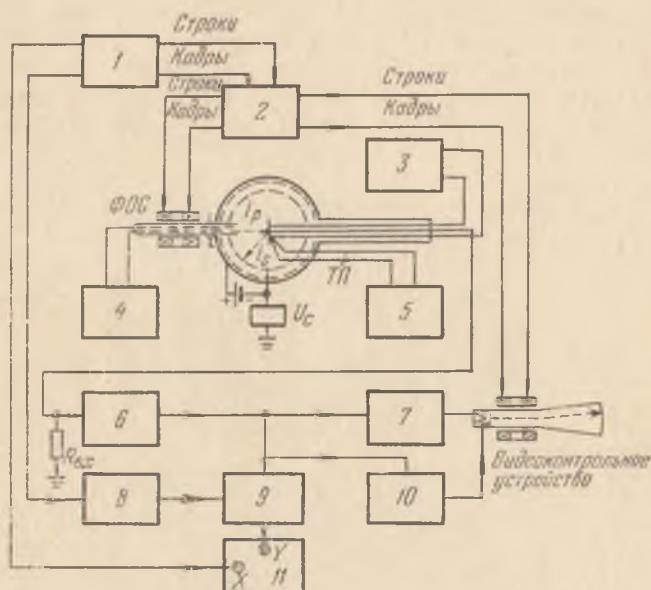


Рис. 24. Блок-схема установки для получения вторично-эмиссионных изображений [113]. 1 — синхрогенератор, 2 — блок разверток, 3 — блок прогрева мишени, 4 — блок питания электронной пушки, 5 — самопишущий потенциометр, 6 — предварительный усилитель, 7 — основной усилитель, 8 — генератор пилообразных импульсов, 9 — смеситель, 10 — осциллограф выделенной строки, 11 — осциллограф, ФОС — фокусирующая и отклоняющая системы, ТП — термопара, U_c — источник напряжения, определяющий потенциал сетки относительно мишени, $R_{вх}$ — входное сопротивление усилителя.

На рис. 24 приведена блок-схема установки для исследования анизотропии ВЭЭ монокристаллов при их сканировании электронным пучком [113]. Электронная пушка позволяла формировать пучок с энергией от 0,4 до 2 кэВ и диаметром пучка от 30 до 70 мкм. Ток ВЭЭ в цепи мишени усиливался широкополосным усилителем (полоса ~ 8 МГц) и либо создавал изображение мишени на экране кинескопа обычным в телевизионной технике методом яркостной модуляции (ЯМ), либо подавался на вертикальные отклоняющие

пластины ЭЛТ, вызывая модуляцию развертываемого луча по оси Y , пропорциональную току $i_{sm} - i_p$. Способ амплитудной модуляции (АМ) позволяет получить квазитрехмерное вторично-эмиссионное изображение мишени и существенно увеличить чувствительность РЭМ [119 — 121]. В случае АМ усиленный сигнал смешивался с пилообразным напряжением кадровой развертки. Полученный суммарный сигнал подавался на вход усилителя вертикальной развертки осциллографа. Частота горизонтальной развертки осциллографа синхронизовалась строчными импульсами синхронизатора. При диаметре мишени 30 мм угол сканирования φ не превышал $\pm 8^\circ$. Имелась возможность изменять угол φ путем поворота мишени. Контрольные линии, соответствующие $\sigma = 1$, получались уменьшением тока в цепи мишени до нуля (смещением пучка за пределы мишени или запиранием электронной пушки). Чувствительность установки составляет $\sim 0,05\%$.

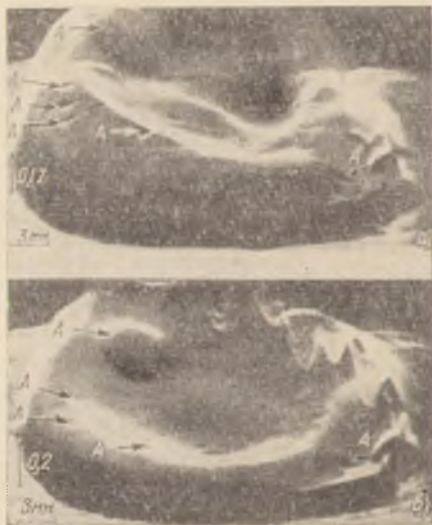


Рис. 25. Вторично-эмиссионное изображение монокристалла кремния при различных энергиях первичных электронов [113] E_p (эВ): а) 1500, б) 600. Стрелками А отмечены изменения ВЭЭ, связанные с механическими нарушениями поверхности.

На рис. 25 в качестве примера приведены вторично-эмиссионные изображения монокристалла Si при различных значениях E_p , полученные методом АМ [113]. Видно, что проявляется анизотропия коэффициента ВЭЭ $\sigma_{hkl}(\varphi)$, подобная той, которая наблюдается при вращении мишени относительно неподвижного лу-

ча [122—124]. Разработанная методика позволяет также регистрировать изменения ВЭЭ, вызванные взаимной разориентацией отдельных блоков по поверхности кристалла, а также наблюдать псевдокикучи линии, которые могут быть использованы для ориентации образца [113]. Преимущество растрового метода исследования анизотропии ВЭЭ монокристаллов состоит также в том, что с его помощью можно исследовать целый набор основных кристаллографических направлений для данной грани монокристалла [112].

Следует иметь в виду, что для мишеней с шероховатой поверхностью контраст в медленных электронах существенно отличается от контраста в быстрых упруго и неупруго отраженных электронах. Это связано с тем, что контраст в быстрых отраженных электронах определяется углом наклона φ элемента поверхности к первичному пучку. Медленные же электроны могут вытягиваться на коллектор из тех мест мишени, которые «не видны» с коллектора. Отсюда следует, что медленные электроны отображают большее число деталей поверхности, чем быстрые [104]. При исследовании топографии поверхности контраст определяется в основном углом падения луча на поверхность данного элемента мишени.

В современных РЭМ [106, 107, 126 — 129] в качестве коллектора вторичных электронов вместо ВЭУ применяются усиленные системы, включающие сцинтиллятор, световод и ФЭУ (ФЭУ помещается вне вакуумной камеры). Сцинтиллятор помещается на оси цилиндрического металлического экрана, торец которого, обращенный к мишени, затягивается мелкоструктурной входной сеткой, находящейся под напряжением в несколько сотен вольт относительно мишени. На поверхность люминофора наносится тонкий слой алюминия (несколько сотен ангстрем) или мелкоячеистая сетка. Подавая на этот электрод ускоряющее напряжение $\sim 10 - 15$ кВ, можно собрать на малой поверхности сцинтиллятора почти все электроны, прошедшие через входную сетку внутрь цилиндра. Качество изображения в таком РЭМ зависит от того, с какой точностью ток ВЭЭ преобразуется в соответствующий световой сигнал.

Валуев и Ченцов [126] провели подробное исследование работы сцинтилляционного коллектора РЭМ. Была экспериментально изучена эффективность сбора вторичных электронов (ВЭ) в зависимости от размеров и положения коллектора, а также от положения исследуемой мишени. Ток коллектора i_c достигал максимума в том случае, когда мишень находилась на оси симметрии коллектора. Наблюдалось резкое возрастание i_c по мере приближения коллектора к оптической оси РЭМ. Для нахождения оптимального диаметра входной сетки было исследовано распределение плотности тока ВЭ в плоскости этой сетки с помощью

усилителя яркости на базе микроканальной пластинки (МСП) [127, 128].

Значительный интерес для исследования тонких поверхностных слоев образцов представляют зеркальный и низковольтный режимы работы РЭМ [125]. В [129] описана растрово-зеркальная приставка к РЭМ типа JSM-U3 с разделением прямого и отраженного пучков магнитной призмой, размещенной между объективной линзой и образцом (рис. 26). Пучок первичных электронов из пушки 1 с энергией 5 — 25 кэВ после прохождения объективной диафрагмы 2 и магнитной призмы 5 попадает в тормозящее поле трехэлектродного иммерсионного объектива, катодом которого служит исследуемая мишень. Энергия электронов, бомбардирующих образец, регулируется напряжением смещения $U_{см}$ между мишенью и катодом пушки. Длиннофокусный иммерсионный объектив позволяет: 1) скомпенсировать отклонение первичного пучка при сканировании, т. е. направить пучок строго по

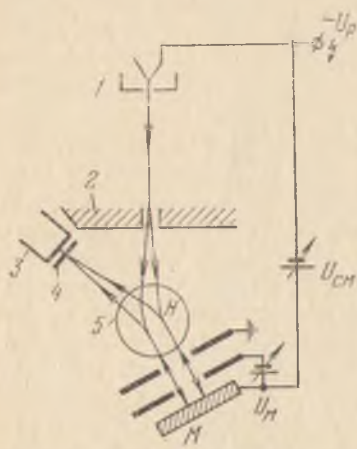


Рис. 26. Растрово-зеркальная приставка к РЭМ с разделением прямого и отраженного пучков магнитной призмой.

нормали к поверхности мишени по всему полю сканирования и 2) сфокусировать отраженный пучок в плоскости контрастной диафрагмы 4 сцинтилляционного детектора 3 (фокусное расстояние регулируется напряжением U_m на модуляторе объектива относительно образца). Количественная теория контраста изображения в эмиссионных, зеркальных и растровых системах разработана Седовым [130]. Крю и его сотрудниками в Чикагском университете [131] создан просвечивающий РЭМ высокого разрешения. В качестве источника электронов применена пушка Батлера с автоэмиссионным катодом. Расчетное значение разрешающей способности этого РЭМ

составляет $\sim 5\text{Å}$. В приборе Крю предусмотрена возможность анализа прошедших через образец электронов по энергиям с помощью сферического электростатического энергоанализатора. Это позволяет получать изображение объекта, используя различные группы вторичных электронов (упруго рассеянные, электроны, потерявшие определенные порции энергии). С помощью просвечивающего РЭМ можно наблюдать ряд интерференционных и дифракционных явлений [106].

Сочетание цилиндрического электростатического оже-спектрометра с РЭМ было использовано в [132] для получения сведений

о распределении отдельных элементов по поверхности исследуемого образца. Настроивая энергоанализатор на энергию определенного оже-пика для данного вещества, можно было получить информацию о распределении различных элементов в поверхностном слое мишени толщиной в несколько атомных слоев. Сочетание РЭМ и электронной оже-спектроскопии (ЭОС) является весьма перспективным направлением в исследовании поверхности твердого тела [132 — 135].

В [136 — 138] для регистрации пространственного распределения интенсивности когерентно рассеянных электронных пучков, т. е. для визуализации дифракционной картины с одновременным измерением интенсивности рефлексов $I_{hh}(\theta)$ было предложено использовать высокочувствительную растровую детекторную систему с приемным элементом в виде матрицы из p — n -переходов. В [137] описана приемная мишень, состоящая из 73 9600 p — n -диодов, сформированных на кремниевой подложке n -типа диаметром 2,16 см и толщиной 60 мкм. Диоды каждый диаметром 7,7 мкм располагаются в пределах квадрата со стороной 12 мм. Запись изображения на такой мишени осуществляется исследуемым потоком быстрых электронов, создающих большое число электронно-дырочных пар, а считывание видеосигнала с целью его наблюдения на экране кинескопа — пучком медленных электронов (4 — 5 эВ), заряжающим p -область каждого диода отрицательно по отношению к n -области, так что диоды оказываются под обратным напряжением.

Лавинный пробой кремниевых диодов был исследован с помощью РЭМ в работе [138].

В случае массивных мишеней с возможными неоднородностями работы выхода по поверхности (сплавы, текстурированные поверхности, блочные монокристаллы) часто применяется растровый метод измерения распределения работы выхода по поверхности $\phi(x, y)$ [114 — 118]. Развернутый в растр узкий пучок электронов ($d_{эфф} \leq 15$ мкм) непосредственно перед мишенью замедляется и приближается к поверхности с энергией, близкой к нулю. С помощью электронно-оптической системы типа применяемой в суперорбитиконе электроны подходят к любой точке поверхности мишени строго по нормали. Для исключения действия неоднородного поля пятен E_{π} мишени у ее поверхности с помощью мелкоструктурной сетки создается тянущее электрическое поле:

$$E_0 > E_{\pi} \approx \Delta\phi_{\pi}/\Delta l_{\pi}, \quad (1)$$

где $\Delta\phi_{\pi}$ — средняя разность работ выхода отдельных пятен мишени, Δl_{π} — линейный размер этих пятен. Изменяя разность потенциалов между катодом и мишенью $U_{см}$, можно наблюдать

на экране кинескопа участки с различной работой выхода $\varphi_{\text{п}}$, поскольку достигнуть участков мишени с данным локальным значением $\varphi_{\text{п}}$ могут лишь электроны, для которых $\varphi_{\text{п}} \leq U_{\text{см}} + \varphi_{\text{к}}$, где $\varphi_{\text{к}}$ — работа выхода катода пушки. Измерение сигналов в различных точках мишени производилось с помощью осциллографа выделенной строки. Для повышения отношения сигнал/шум полезный сигнал отраженных от мишени электронов снимался с коллектора ВЭУ с диодами жалюзного типа, расположенными вокруг пушки. Использование метода АМ позволяет регистрировать различие работы выхода $\Delta\varphi_{\text{п}} \sim 0,01 - 0,02$ эВ [117]. Растровый метод является очень удобным средством изучения динамики изменения $\varphi_{\text{п}}(x, y)$ при прогреве сложных мишеней, при адсорбции газов или напылении на поверхность пленок различных веществ.

§ 7. Использование ЭВМ для сбора и обработки экспериментальных данных и для управления экспериментальной установкой при исследовании взаимодействия электронов с твердым телом

Современный эксперимент в таких областях, как ядерная физика, физика элементарных частиц, физика высокотемпературной плазмы, не мыслим без широкого привлечения разнообразных средств автоматической регистрации (запоминания) информации об исследуемых процессах и ее последующей обработки с помощью электронных вычислительных машин (ЭВМ) [140 — 144]. Автоматизация измерений и использование ЭВМ увеличивает качество и эффективность исследований и предоставляет исследователям дополнительное время для предварительной обработки результатов эксперимента, введения, если это необходимо, той или иной коррекции в методику измерений.

Наконец, использование ЭВМ для накопления и статистической обработки большого экспериментального материала помогает обнаруживать новые, ранее неизвестные детали изучаемых процессов, выявлять тонкую или сверхтонкую структуру различных функций распределения. Автоматизация измерений позволяет либо резко сократить продолжительность проведения опыта, либо, наоборот, увеличить его настолько, чтобы можно было применить статистическую обработку накопленной в памяти ЭВМ информации.

В области физики, изучающей взаимодействие электронов с твердым телом, в физике поверхностных явлений, в эмиссионной, полупроводниковой и микроэлектронике автоматизация измерений и обработка данных эксперимента с помощью ЭВМ еще не распространены столь широко, как в ядерной физике и в физике плазмы. Однако с каждым годом положение изменяется в сторону

все более частого применения ЭВМ в экспериментальных исследованиях по физике твердого тела. Из материала, приведенного в предыдущих параграфах настоящей главы, видно, что в автоматизированных установках, используемых при исследовании ВЭЭ, ЭВП, ХПЭ, ЭОС и ДМЭ, применяются многие операции, характерные для аналоговых и цифровых ЭВМ: а) сложение и вычитание импульсных и непрерывных сигналов (компенсационные схемы, импульсное смещение в удлинителе импульсов и т. п.), б) умножение и деление (линейные усилители импульсов, делители импульсов, нахождение отношения $\sigma = i_{sm}/i_p$ [7]), в) дифференцирование (нахождение 1-й и 2-й производной от кривой задержки вторичного тока,) г) интегрирование (преобразование импульсных сигналов в квазипостоянный ток с помощью удлинителя импульсов, нахождение полного заряда неравновесных носителей при измерении ЭВП и т. п.), д) запоминание информации (регистрация импульсов с помощью запоминающих ЭЛТ и ферритовых ячеек в многоканальных амплитудных анализаторах импульсов [25, 26]), е) вывод информации (самописцы, дисплеи, кинескопы и т. п.). Можно привести и примеры прямого использования ЭВМ во вторично-эмиссионных исследованиях. Так, в работе [145] математическая операция, обратная свертке, использовалась для вычисления в измеренный на опыте оже-спектр $\Phi(E_s)$ коррекции, учитывающей разрешение анализатора и неупругое рассеяние электронов в твердом теле. Информация о разрешении прибора содержится в пике упруго отраженных электронов, а о неупругих потерях (в том числе о спектре ХПЭ) — в части спектра вблизи упругого пика. Если задать эту функцию аналитически — $\Psi(E_s)$, то спектр $\Phi(E_s)$ можно записать в виде свертки [145, 146]:

$$\Phi(E_s) = \int_{-\infty}^{\infty} N(E'_s) \Psi(E_s - E'_s) dE'_s = N(E_s) \times \Psi(E_s), \quad (1)$$

где $N(E_s)$ — истинное (искомое) распределение электронов по энергиям. Фурье-преобразование от $\Phi(E_s)$ имеет вид

$$F[\Phi(E_s)] = F[N(E_s)] \cdot F[\Psi(E_s)]. \quad (2)$$

Отсюда

$$N(E_s) = F^{-1} \left[\frac{F[\Phi(E_s)]}{F[\Psi(E_s)]} \right], \quad (3)$$

где F^{-1} — обратное фурье-преобразование.

Так как в оже-спектроскопии обычно регистрируются не сами функции $\Phi(E_s)$, а их производные $d\Phi/dE_s$, то, используя свойство

производной от интеграла свертки, выражение (3) можно записать в виде

$$N(E_s) = F^{-1} \left[\frac{F[\Phi'(E_s)]}{F[\Psi'(E_s)]} \right]. \quad (4)$$

Вычисление $N(E_s)$ производится с помощью ЭВМ. Рис. 27 является иллюстрацией эффективности этого метода. Оже-спектр, полученный с помощью ЭВМ, является не только значительно более четким (рис. 27, в), чем исходный (рис. 27, а), но и содержит пики, которые не были различимы на первичной экспериментальной кривой $\Phi(E_s)$. Применение операции, обратной свертке, дает возможность получить оже-спектры, приближающиеся по качеству к спектрам, получаемым методом электронной спектроскопии для химического анализа (ЭСХА) [148], в которой используются магнитные анализаторы с разрешением, на несколько порядков превосходящим разрешение квазисферического сеточного оже-спектрометра, использованного в [145].

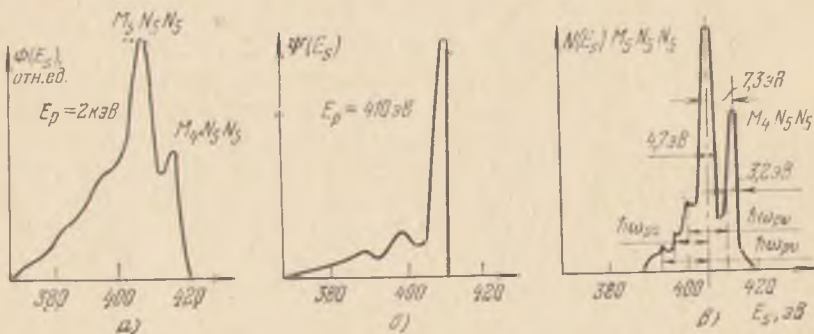


Рис. 27. Применение операции, обратной свертке, в электронной оже-спектроскопии [137]: а) энергетический спектр электронов в диапазоне $E_s = 370-420$ эВ, б) спектр электронов, отразившихся упруго и с ХПЭ при $E_p = 410$ эВ, в) спектр, полученный в результате коррекции с применением ЭВМ.

Использование метода фурье-преобразования и, в частности, интегральных преобразований типа свертки позволяет создать системы для автоматического ввода и обработки данных с помощью ЭВМ в случае исследования микрополей методами эмиссионной, зеркальной и растровой микроскопии. На основе этих методов можно создать автоматизированный комплекс приборов для количественного исследования объектов, в которых существенную роль играют электрические и магнитные микрополя [130].

ЭВМ могут быть использованы и для решения ряда других задач обработки информации, содержащихся во вторично-эмиссионных изображениях объектов, получаемых с помощью РЭМ: 1) пре-

образование изображения с целью улучшения его качества, 2) упрощение его интерпретации, 3) количественный анализ микроструктур и т. д. [149]. ЭВМ может взять на себя также управление растровым электронным микроскопом (РЭМ), как это показано на рис. 28. В этом случае удобно применить цифровую развертку пучка («точечный растр»). Положение пучка на мишени

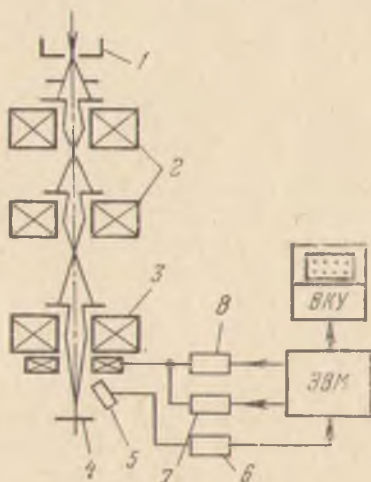


Рис. 28. Блок-схема РЭМ, управляемого малой ЭВМ [149]. 1 — электронная пушка, 2 — оптическая система формирования электронного зонда, 3 — длиннофокусная линза, 4 — мишень, 5 — коллектор (детектор), 6 — аналого-цифровой преобразователь, 7 и 8 — цифро-аналоговые преобразователи, ЭВМ — малая электронно-вычислительная машина, ВКУ — видеоконтрольное устройство.

определяется при этом узлами прямоугольной сетки с шагом, равным шагу перемещения луча. Перемещаясь от точки к точке, первичный пучок создает за счет вторичной эмиссии сигнал в цепи коллектора 5, который регистрируется аналоговым дискриминатором 6, если уровень сигнала превышает заданную пороговую величину. В память ЭВМ при этом заносятся координаты данной точки (x , y). Таким путем можно, например, измерять ширину дефектов или микрофаз. В этом случае в память ЭВМ заносятся координаты только двух точек, характеризующих линейные размеры дефектов. Накопленная информация может быть отображена на экране видеоконтрольного устройства (ВКУ) или использована для расчетов. Применение малых ЭВМ и цифровой развертки РЭМ позволяет проводить сравнение и определять степень расхождения между топологией исследуемой мишени и топологией заложенной в память ЭВМ. Программа может вводиться в ЭВМ оператором с пульта управления или с помощью

перфоленты. Вывод информации с ЭВМ производится на перфоленту или телетайп. Управление шаговым перемещением электронного луча позволяет проводить измерения в заранее выбранной зоне мишени и тем самым резко сократить время исследования. Автоматическое управление с помощью ЭВМ перемещением мишени позволяет обследовать в РЭМ типа JEVX-2B до 1600 полей размером 1×1 мм² и просуммировать полученные результаты. Могут быть составлены программы работы системы ЭВМ — РЭМ, позволяющие измерять линейные размеры подмножеств (дефектов, микрофаз и т. п.) по осям x и y , измерять площади подмножеств, сортировать полученные данные* и выводить их из ЭВМ для построения гистограмм.

Для того чтобы выделить некое подмножество на изображении, необходимо задать его характеристическую функцию, т. е. функцию, равную единице в точках подмножества и нулю во всех остальных точках. Отыскание характеристической функции осуществляется с помощью «квантования» на определенные уровни исходного изображения. Такое квантование производится либо по яркости, либо по виду и энергии вторичного излучения (ВЭЭ, люминесценция, характеристическое рентгеновское излучение). В любом методе квантования важной проблемой является выбор порога срабатывания аналого-цифрового преобразователя [139].

В качестве ЭВМ при работе с РЭМ могут быть использованы мини-ЭВМ с одним кубом оперативной памяти объемом 4096 16-разрядных ячеек. Результаты измерений вполне могут быть размещены в 3600 16-разрядных ячейках, а остальные 496 16-разрядных ячеек используются для занесения в память ЭВМ программы обработки результатов эксперимента и программы управления установкой.

Многоканальные амплитудные анализаторы с запоминающими блоками на ферритовых сердечниках, по существу, являются специализированными ЭВМ с фиксированной программой [26, 141].

Наиболее подходящими для экспериментальных исследований в рассматриваемой области являются малые ЭВМ с оперативным запоминающим устройством емкостью 4000 — 8000 слов при числе разрядов в слове 12 — 40 [149 — 151]. Время обращения составляет 4 — 10 мкс. ЭВМ этого класса имеют простую систему программирования и относительно низкую стоимость, приближающуюся к стоимости многоканальных анализаторов.

ЭВМ могут выполнять следующие операции: 1) обрабатывать экспериментальные данные в момент их поступления; 2) отбирать полезную информацию и приводить ее в компактный вид, удобный для накопления в памяти ЭВМ; 3) перерабатывать данные в форму, удобную для дальнейшей математичес-

кой обработки или визуального восприятия их экспериментатором; 4) сравнивать полученные результаты с теоретическими данными и результатами других работ; 5) следить за правильным ходом эксперимента и работой экспериментальной установки (контроль тока накала катода пушки, токов магнита, температуры мишени, давления в приборе, ускоряющих и отклоняющих напряжений и т. п.); 6) автоматически управлять экспериментальной установкой при помощи замкнутых систем обратных связей, включающих в себя аналого-цифровые и цифро-аналоговые преобразователи.

В настоящее время без применения ЭВМ и других средств автоматической регистрации и статистической обработки информации [152, 153] нельзя успешно и в приемлемые сроки проводить исследования и получать новые достоверные данные о сложных физических процессах взаимодействия электронов с твердым телом.