

Оглавление

1. Борівський радіус та енергія іонізації атома водню. Механізм Іонізації...	2
2. Модель Зоммерфельда. Густина електронних станів в просторі імпульсів. Густина електронних станів як функція енергії її електронів. Метали.....	6
Густина електронних- станів як функція енергії її електронів, метали...	11
3. Енергія Фермі для Металів	15
4. Густина електронних станів як функція енергії електронів в напівпровідниках. Електрони в зоні провідності власного напівпровідника	18
5. Рівень електрохімічного потенціалу для напівпровідників.....	23
6. Робота виходу електронів Метали та напівпровідники.....	31
7. Контактна різниця потенціалів	35
8. Термоелектронна емісія металів. Густина струму ТЕЕ.....	38
9. Термоелектронна напівпровідників.....	38
Виведення формули Річардсона-Дешмана	38
10. Залежність струму термоелектронної емісії від електричного поля	42
11. Ефект Шоткі для металів	46
14. Термоелектронний перетворювач енергії.....	48
15. Автоелектронна емісія. Прозорість бар'єру. Енергетичний спектр авто електронів. Експериментальні дослідження.	52
16. Теорія АЕЕ металів. Густина струму авто електронів.....	62
17. Особливості АЕЕ з напівпровідників. Відмінність від металів	69
18. Застосування АЕЕ. Автоелектронний та автоіонний проектор.....	71
19. Фотоелектронна емісія. Основні закони фотоэффекта. Квантовий вихід	74
20. Спектральна характеристика ФЕЕ. Теорія Фаулера	78

1.Борівський радіус та енергія іонізації атома водню.

Механізм Іонізації

В 1913 г. *Н.Бор* показал, что "спасти" планетарную модель атома можно, вводя в теорию атома идеи квантования и выделяя при этом некоторые орбиты, разрешенные для движения электрона. Очевидно, что в правилах квантования должна фигурировать квантовая постоянная Планка. И так

как квант действия имеет размерность момента импульса, то Бор добавляет в теорию условие квантования момента импульса движущегося вокруг ядра электрона.

Простейшим атомом является атом водорода, содержащий один единственный электрон, движущийся по замкнутой орбите в кулоновском поле ядра. В первом приближении ядро атома можно считать неподвижным, а электронные орбиты - круговыми орбитами.

При этих предположениях Бор сформулировал основные положения теории атома водорода в виде *трех постулатов*.

1. *Электрон в атоме может двигаться только по определенным стационарным орбитам*, каждой из которых можно приписать определенный номер $n = 1.2.3 \dots$ Такое движение соответствует стационарному состоянию атома с неизменной полной энергией E_n . Это означает, что движущийся по стационарной замкнутой орбите электрон, вопреки законам классической электродинамики, не излучает энергии.

2. *Разрешенными стационарными орбитами являются только те, для которых угловой момент импульса L электрона равен целому кратному величины постоянной Планка \hbar* . Поэтому для n – ой стационарной орбиты выполняется условие квантования

$$L = n\hbar. \quad n = 1.2.3 \dots$$

3. *Излучение или поглощение кванта излучения происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое* (рис. 5.4). При этом частота ω излучения атома определяется разностью энергий атома в двух стационарных состояниях, так

что

$$\hbar\omega_{nk} = E_k - E_n, \quad k > n \quad (5.4)$$

Квантование энергии атома.

Запишем условие вращения

электрона массы m по круговой

орбите радиуса r под

действием кулоновской силы со

стороны ядра и формулу Бора

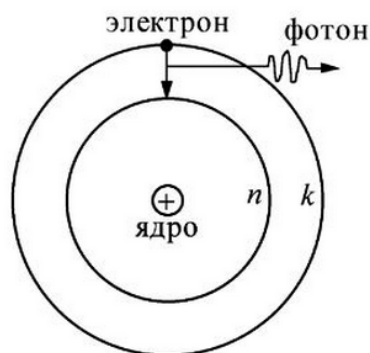


Рис. 5.4.

квантования момента импульса электрона

$$\begin{cases} \frac{m_0 v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} \\ m_0 v r = n\hbar \end{cases}$$

Решая эту систему уравнений, находим для радиусов допустимых (стационарных) орбит электрона в атоме водорода следующее

выражение

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m_0 e^2}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Вводя в качестве универсальной константы теории боровский радиус

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$$

как радиус первой стационарной орбиты электрона в атоме водорода, запишем формулу (5.6) в виде

$$r_n = a n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Важно отметить, что оценка размера атома водорода $\sim 10^{-10}$ полученная из (5.7) и (5.8), совпадает с соответствующей оценкой из газокINETической теории.

Для скорости электрона на n – ой стационарной орбите из (5.5) получаем значение

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n}$$

Отсюда находим, в частности, что на первой стационарной орбите электрон движется со скоростью $2,2 \cdot 10^6$ м/с, совершая один полный оборот за время $T_1 = 1,5 \cdot 10^{-16}$ с.

Для атома водорода энергия основного состояния равна:

$$E_1 = -21,7 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -13,6 \text{ эВ.}$$

Эта энергия называется **энергией ионизации**.

Согласно второму постулату Бора, возможные частоты излучения атома

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

водорода определяются формулой:

где $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц – *постоянная Ридберга*. Теория Бора объяснила возникновение линейчатых спектров и смысл целых чисел, входящих в формулы для спектральных линий водорода. Для других атомов эту теорию построить не удалось.

Механізми іонізації

Ударная ионизация в газе, характеризуемая коэффициентом ионизации α , является в электрическом поле основным поставщиком свободных электронов. Вместе с тем на условия развития разряда могут оказывать влияние и даже стать определяющими и другие механизмы ионизации молекул и атомов. К их числу относятся фотоионизация и термоионизация.

Источником ионизирующего излучения может быть внешнее излучение, но таким источником может быть и сам газовый разряд, в котором фотоны образуются при возвращении в исходное состояние возбужденных атомов и молекул. Возникающие фотоны поглощаются газом, причем механизм фотопоглощения чрезвычайно разнообразен и зависит от энергии фотона и структуры молекулы.

Наибольшее практическое значение для развития разряда имеет поглощение фотона с последующей ионизацией молекулы — фотоионизация. Для осуществления фотоионизации нужно, чтобы энергия фотона $h\nu \geq W_i$. Молекулярные газы для фотоионизации требуют ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения. При ультрафиолетовом излучении атом ионизируется путем выбивания одного из самых внешних электронов. Рентгеновское излучение взаимодействует преимущественно с более сильно связанными внутренними электронами.

Если в газе имеются молекулы разных сортов, отличающиеся разными значениями энергий ионизации и возбуждения, и если энергия электронного возбуждения одних молекул больше энергии ионизации других, то при девозбуждении молекул одного сорта может происходить фотоионизация молекул другого сорта, что имеет место, например, в воздухе при развитии разряда.

При повышении температуры газа до нескольких тысяч градусов возможно осуществление целого ряда реакций, в результате которых образуются положительные ионы и электроны. При высокой температуре за счет большой кинетической энергии частиц возможны неупругие столкновения между собой нейтральных молекул, которые приводят к возбуждению и диссоциации сталкивающихся частиц. В последнем случае молекула распадается на составляющие ее атомы или группы атомов, причем продукты диссоциации, обладающие чаще всего более низкими энергиями ионизации, чем сложная молекула, претерпевают ионизацию при последующих столкновениях.

В смесях газов, таких как воздух, при возвращении термически возбужденных молекул одного сорта (азота) в основное состояние происходит излучение с последующим поглощением фотонов молекулами другого сорта (кислорода), в результате чего также может быть ионизация. Таким образом под термической ионизацией понимается целая совокупность процессов, приводящих к ионизации при высокой температуре газа. Интенсивность термической ионизации характеризуют степенью ионизации m , равной отношению числа (концентрации) ионизованных частиц в единице объема газа n_i к числу (концентрации) всех частиц в единице объема — n , так что $m = n_i/n$.

Если газ находится в условиях теплового равновесия, когда средняя тепловая энергия частиц разного сорта (нейтральных молекул, электронов, ионов) одинакова, то для определения степени ионизации m по известной температуре T можно пользоваться уравнением Саха:

$p[m^2/(1-m^2)] = AT^{2,5}\exp(W_i/kT)$, где p — давление газа, мм рт.ст.; W_i — энергия ионизации газа, эВ; k — постоянная Больцмана, эВ/К; постоянная $A = 2,4 \times 10^{-4}$. Обычно даже при температурах порядка 10000 К степень ионизации газа еще очень мала и не превышает 0,1.

2. Модель Зоммерфельда. Густина електронних станів в просторі імпульсів. Густина електронних станів як функція енергії її електронів. Метали.

В 1915 году немецкий физик Арнольд Зоммерфельд попытался обобщить теорию Бора на различные атомы. Он показал, что при более общем подходе круговые орбиты электронов следует заменить на эллиптические. Энергия электрона определяется в основном величиной большой полуоси эллипса, которая в свою очередь задаётся главным квантовым числом. Степень вытянутости орбиты связана с моментом количества движения электрона и определяется орбитальным квантовым числом.

Согласно теории Бора - Зоммерфельда, атомы уподобляются миниатюрным планетным системам, где в качестве "планет" выступают электроны, движущиеся по орбитам вокруг центрального тела - атомного ядра.

Атом водорода. Модель Резерфорда – Бора

На основании опытных фактов Резерфорд предположил, что строение атомов аналогично строению солнечной системы: в центре атома – довольно плотное положительно заряженное ядро (размером не более 10^{-12} см), вокруг которого по замкнутым орбитам движутся отрицательно заряженные электроны. Для определения параметров структуры атома Бор постулировал следующее.

1) Существуют такие (**стационарные**) состояния атома, находясь в которых атом не излучает; этим состояниям соответствует дискретный набор значений энергии E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$).

2) При переходе атома из одного состояния (начального, с номером n_1) в другое (конечное, с номером n_2) его энергия изменяется на величину $|W_{n2} - W_{n1}|$; при этом атом или теряет (если $n_1 < n_2$), или приобретает (если $n_1 > n_2$) **квант энергии**, испуская или поглощая фотон с энергией

$$\hbar\omega = |W_{n2} - W_{n1}|.$$

3) Момент импульса $\mathbf{M} = [\mathbf{rp}]$ электрона на стационарной орбите кратен постоянной Планка (**условие квантования**):

$$M_n = n \cdot \hbar. \quad (1)$$

Это условие отражает квантовый характер поведения связанного электрона в атоме. Для круговой орбиты условие квантования $r_n p = n \cdot \hbar$ совместно с уравнением де-Бройля $p = \hbar k$ приводит к следующим следствиям.

Во-первых, на длине круговой орбиты электрона $2\pi r_n$ должно укладываться целое число n длин волн

$$2\pi r_n = n \cdot \lambda. \quad (2)$$

Во-вторых, набег фазы при совершении одного оборота $k \cdot (2\pi r_n)$ должен быть равен целому числу 2π

$$k \cdot (2\pi r_n) = n \cdot 2\pi \quad (3)$$

Неизменность фазы при совершении оборотов означает, что вращение «не влияет» на вид волновой функции, и она остается неизменной во времени (стационарной).

Уравнение (3), умноженное на \hbar , является частным случаем **правила квантования Бора – Зоммерфельда** для периодического движения частицы в потенциальном поле:

$$\oint p dq = 2\pi\hbar n \text{ (постулат Бора – Зоммерфельда)}, \quad (4)$$

где p и q – обобщенные импульс и координата частицы, n – целые числа.

Задача 1 (полуклассическая модель атома Бора). На основе модели Резерфорда–Бора, используя классическое описание движения и корпускулярно-волновые представления, найти для атома водорода:

- 1) радиусы боровских орбит и спектр возможных значений энергии;
- 2) кинематические характеристики движения электрона (скорость, ускорение, частота вращения).

Решение. Запишем систему уравнений, содержащую три соотношения. *Первое* — уравнение движения электрона (как материальной точки массой $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг и зарядом e) со скоростью v (в нерелятивистском приближении ($v \ll c$)) по окружности радиуса r в поле неподвижного ядра, обладающего зарядом Ze , под действием кулоновской силы:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (5)$$

Второе уравнение является постулатом Бора: на длине окружности (траектории) должно укладываться целое число n длин волн де Бройля

$$2\pi r = n\lambda. \quad (6)$$

Третье соотношение — уравнение де Бройля, связывающее импульс и волновой вектор электрона (**см.**):

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad \text{или} \quad mv = \hbar \frac{2\pi}{\lambda}.$$

1) Решая систему из трех ((5), (6) и (1.7)) записанных выше уравнений, получаем для Боровского атома следующие соотношения:

$$\text{радиус орбиты:} \quad r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2 Z} n^2; \quad (7)$$

$$\text{кинетическая энергия:} \quad \frac{mV^2}{2} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}; \quad (8)$$

$$\text{потенциальная энергия:} \quad -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4 Z^2}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}; \quad (9)$$

$$\text{полная энергия:} \quad W_n = \frac{mV^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (10)$$



1.4. Плотность квантовых состояний электронов внутри энергетической зоны

Плотность квантовых состояний носителей заряда – это число разрешенных состояний, приходящихся на единичный интервал энергий для единичного объема кристалла в разрешенной зоне. При ограниченном числе электронов, содержащихся в твердом теле, заполненными оказываются не все, а лишь наиболее низкие энергетические зоны. Для анализа энергетических зон и вводят понятие плотности квантовых состояний. Она может быть определена теоретически лишь у границ разрешенных зон, т.е. только там, где можно использовать понятие эффективной массы m^* , т.е. где: а) электроны ведут себя как свободные частицы с эффективной массой m_n^* (это области у дна каждой разрешенной зоны); б) дырки ведут себя как свободные носители заряда с эффективной массой m_p^* (это области в верхних частях каждой разрешенной зоны); в) зависимость энергии частиц от их импульса подчиняется закону

$$W = \frac{p^2}{2m^*}, \quad (1.31)$$

характеризующему свойства частиц идеального газа.

Найдем выражение для плотности квантовых состояний в разрешенной зоне $g(W)$, основываясь на следующих соображениях. Если в пространстве импульсов провести сферическую поверхность радиусом p с центром в начале координат, то эта поверхность будет геометрическим местом состояний, обладающих

некоторой энергией W . Все состояния интервала энергий от W до $W + dW$ в этом пространстве импульсов разместятся в шаровом слое радиусом p и толщиной dp . Объем этого слоя равен $V_p = 4\pi p^2 \cdot dp$. Разобьем этот объем на элементарные ячейки h^3 и учтем, что, согласно принципу Паули, каждой ячейке соответствуют два квантовых состояния. Следовательно, число состояний в интервале импульсов от p до $p + dp$ будет:

$$g(p) \cdot dp = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (1.32)$$

С учетом (1.31), заменим в выражении (1.32) $p = (2m^*W)^{1/2}$ и $dp = 0,5(2m^*)^{1/2} W^{-1/2} dW$. В результате получим выражение для числа возможных энергетических состояний в зоне в интервале энергий от W до $W + dW$:

$$g(W)dW = \frac{4\pi}{h^3} (2m^*)^{3/2} W^{1/2} dW. \quad (1.33)$$

Энергии электронов в нижней части зоны проводимости и дырок в верхней части валентной зоны с учетом (1.31) описываются выражениями:

$$W = W_c + \frac{p^2}{2m_n^*}, \quad (1.34)$$

$$W = W_v - \frac{p^2}{2m_p^*}. \quad (1.35)$$

С учетом (1.33), (1.34) и (1.35) выражения для плотности квантовых состояний электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны запишутся в виде:

$$g_c(W) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} (W - W_c)^{1/2}, \quad (1.36)$$

$$g_v(W) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} (W_v - W)^{1/2}. \quad (1.37)$$

Еще раз следует подчеркнуть, что формулы (1.36) и (1.37) можно считать справедливыми лишь для описания начальных участков разрешенных зон, тогда как для средней части зоны вид функций $g(W)$ неизвестен.

Густина електронних- станів як функція енергіїї електронів, метали.

Спочатку цей розподіл було знайдено чисто експериментально Фермі та Діраком. Задача полягає в тому, щоб знайти число електронів, що мають енергії в інтервалі $E, E+ dE$, тобто знайти функцію(закон) розподілу електронів за енергіями $f(E) = \frac{dN}{dE}$.

Ми вже знаємо, що електрони в твердому тілі не можуть мати довільні значення енергії, а повинні займати лише певні дозволені квантові стани. Густина цих станів $S = \frac{dZ}{dE}$ згідно теоретичним висновкам Фермі та Дірака пропорційна \sqrt{E} електронів:

$$\frac{dZ}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (1)$$

Тобто ця залежність має вигляд параболи:

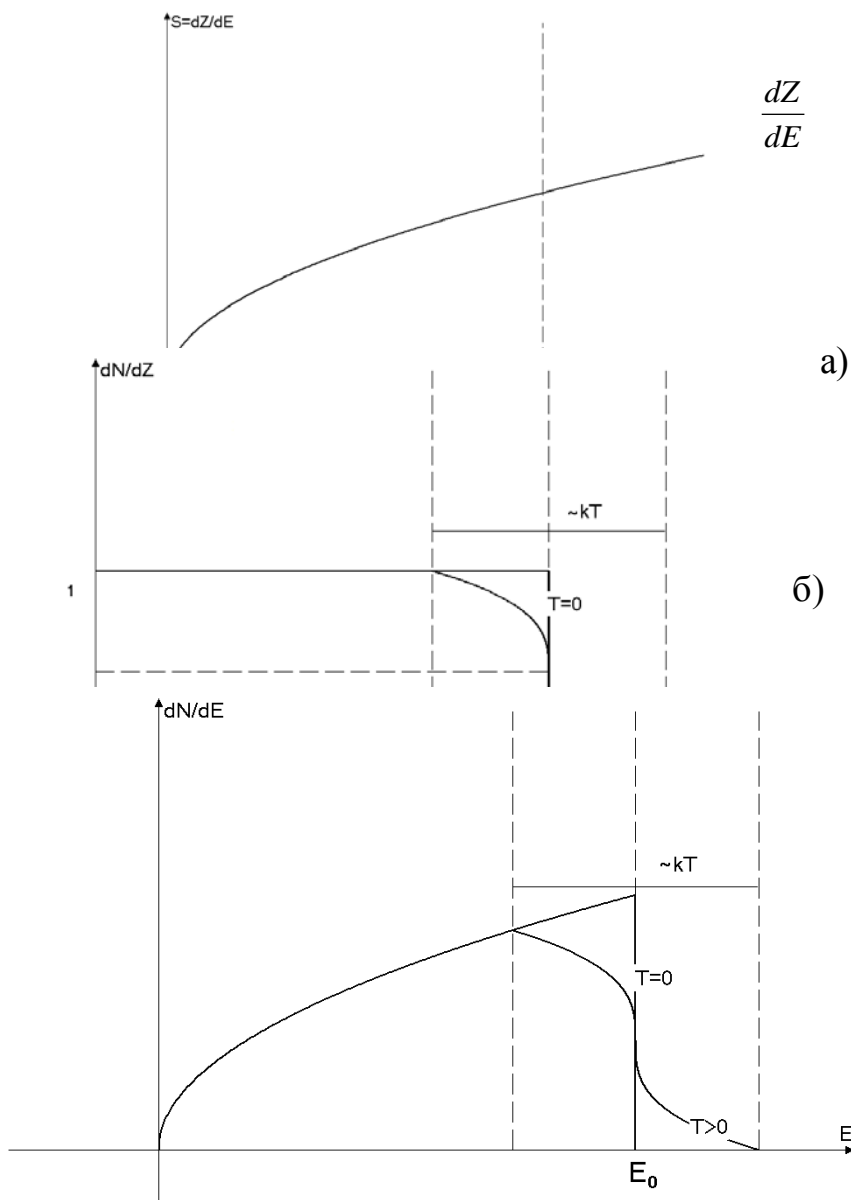
$\uparrow S = dZ/dE$

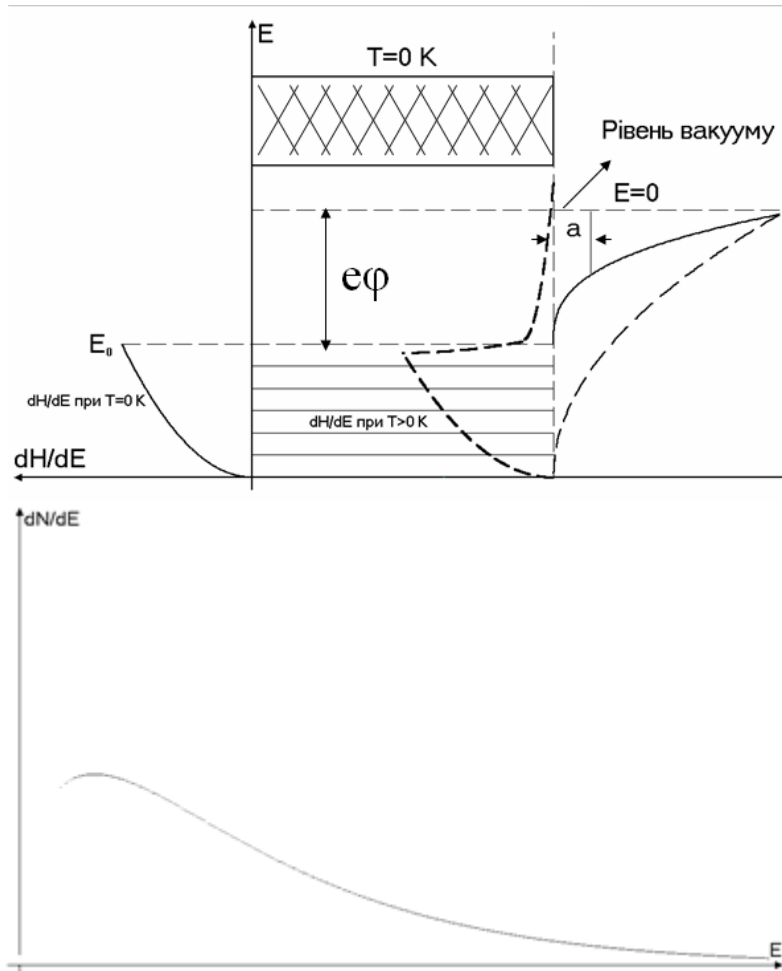
$\frac{dZ}{dE}$ - функція розподілу густини станів

a)

б)

в)





Маємо метал, при $T=0$ К, тобто при температурі абсолютного нуля. На межі із зовнішнім середовищем у нього, як ми вже знаємо, є потенціальний бар'єр (домовимось, що нуль потенціальної енергії електронів співпадає з дном потенційної ями). Згідно принципу заборони – на дно потенційної ями можна розмістити лише два електрони з кінетичною енергією, що дорівнює

нулю. Будь-які наступні пари електронів можна розмістити в потенціальній ямі лише тоді, коли їх кінетична енергія буде мати зростаючі значення.

Таким чином, при температурі абсолютного нуля ймовірність ω заповнення електронами кожного енергетичного рівня (стану) однакова й дорівнює 1. Коли всі електрони розподілені, ймовірність знайти їх на ще більш високих рівнях енергій при $T=0$ дорівнює 1. Отже, залежність ω від E має вигляд прямокутника (див. рис.).

Фермі – Дірак дають таку формулу для $\omega(E)$:

$$\omega(E) = \frac{dN}{dZ} = \frac{1}{C * e^{\frac{E}{kT}} + 1} \quad (2),$$

C – деяка стала.

Через те, що $f(E) = \frac{dN}{dE}$, а $dN = \omega(E) * dZ$ (впливає з (2)); то

$$f(E) = \frac{dZ}{dE} * \omega(E) = S(E) * \omega(E).$$

Тобто для знаходження функції розподілу електронів за енергіями треба густину станів помножити на ймовірність заповнення. Це можна зробити, наприклад, геометрично, множачи ординати 2-х перших графіків.

Одержана крива $\frac{dN}{dE}$ копіює криву $\frac{dZ}{dE}$ (див. рис.2а) по формі. Математично функція розподілу $f(E)$ має вигляд

$$f(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{E}}{C * e^{\frac{E}{kT}} + 1} \quad (3)$$

Вид функції розподілу за Максвеллом - Больцманом такий

$$f(E)_{M.-B.} = k \frac{\sqrt{E}}{e^{\frac{E}{kT}}} \quad (4),$$

де k – стала.

Тобто крива розподілу частинок за енергіями в статистиці Максвелла – Больцмана й Фермі – Дірака зовсім не схожі (див. рис.). Кількість вільних електронів в металі дуже велика $\approx 6 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (якщо атом має лише один валентний електрон).

Але ці електрони заповнюють в металі вдвічі меншу кількість енергетичних рівнів (тому що на одному рівні можна мати 2 електрони).

Причому остання пара електронів (вона має саму високу енергію) утворює енергетичну межу на рівні E_0 (див. рис.). Вище цього рівня при $T=0$ (а ми розглядаємо саме цей випадок) немає жодного електрону. Ось ця максимальна енергія E_0 електронів в металі при температурі абсолютного нуля є енергією Фермі, або рівнем Фермі. Згідно з Фермі – Діраком, маємо також формулу:

$$E_0 = \frac{h^2}{2m} n^{2/3} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (5)$$

це формула для $T=0$. В цій формулі ступінь виродження g атомного рівня дорівнює 2.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{E}}{e^{\frac{E-E_0}{kT}} + 1} \quad (6)$$

Це і є остаточний вигляд функції розподілу електронів за енергіями в металі, що одержана Фермі – Діраком.

Якщо $T > 0$, то, як видно з формули (6), крива $f(E)$ повинна спадати по експоненційному закону. Але через те, що $f(E)$ одержано за участю $\omega(E)$, то при $T > 0$ і $\omega(E)$ повинна вести себе так само. **При дуже великих температурах ці криві будуть схожі на аналогічні криві для газових частинок.** Але при температурах, що у фізиці твердого тіла вважаються за високі (2000÷3000 K), різниця між суцільними й розривними кривими не така вже й велика. Наприклад, при $T = 2500$ K приріст до E_0 складе всього лише десяті долі еВ ($kT = 8.625 \cdot 10^{-5} \cdot 2500 = 0.21$ еВ).

Залежність енергії Фермі від температури дається такою формулою:

$$E_T = E_0 \left[1 - \frac{\pi}{12} \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (7)$$

де

$$T_c = \frac{E_0}{k} \approx \frac{h^2}{2m_e k} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$$

3.Енергія Фермі для Металів

слабее электронов других оболочек связаны с ядром. Это дает следующее выражение для концентрации свободных электронов:

$$n = Z_v \frac{N_A \rho}{A}, \quad (1.41)$$

где Z_v – число электронов на внешней электронной оболочке;

N_A – число Авагадро;

ρ – плотность металла;

A – его атомный вес.

Пользуясь формулой (1.41) легко убедиться, что даже для металлов первой и второй группы ($Z_v = 1$ и 2) концентрация свободных электронов превышает 10^{28} м^{-3} . Таким образом, при обычных условиях электронный газ в металле оказывается вырожденным и для его описания необходимо использовать подходы квантовой механики и квантовой статистики.

Свободные электроны в металле обладают квантовыми свойствами, главным из которых является то, что их энергия квантована, и они подчиняются *принципу Паули* – в состоянии с одной и той же энергией может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Зоммерфельд применил этот принцип к описанию свободного электронного газа в металлах, что сняло ряд термодинамических противоречий модели классического электронного газа и позволило объяснить целый ряд электрических, оптических и тепловых свойств металлов.

Принцип Паули позволил объяснить распределение электронов по энергиям в твердом теле. При $T = 0 \text{ К}$ электроны располагаются как бы по ступеням энергетической лестницы, а именно – по два электрона на одном уровне, начи-

ная от самого нижнего и до самого верхнего, определяемого числом свободных электронов. Если имеется N свободных электронов, то число занятых уровней будет равно $N/2$. Такая ситуация определяется как полностью *вырожденный* электронный газ. Энергетический уровень, который отделяет полностью заполненные уровни от полностью свободных, называют *уровнем Ферми* (или *энергией Ферми*) и обозначают W_F . Повышение температуры оказывает влияние только на электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми. Эти электроны возбуждаются и переходят на соседние более высокие незанятые уровни (состояния) и принимают участие в тепловом движении. Электроны, находящиеся на более низких энергетических уровнях, не могут принимать участия в тепловом движении, поскольку для этого им необходимо перейти на более высокие энергетические уровни, а они заняты.

Вид функции распределения электронов по энергиям вырожденного электронного газа нашли независимо друг от друга Ферми и Дирак в 1926 г. Эта функция, получившая название *функции распределения Ферми – Дирака*, имеет следующий вид:

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}. \quad (1.42)$$

Из (1.42) следует, что при $T = 0$ К и энергии свободных электронов $W \leq W_F$ значение функции $f(W) = 1$, а при $W > W_F$ значение функции $f(W) = 0$. Таким образом, при абсолютном нуле температуры в интервале энергий электронов $W = 0 - W_F$ функция $f(W) = 1$, а при переходе через W_F она скачком падает до нуля (рис. 1.8). Это означает, что при абсолютном нуле температуры свободные электроны занимают все дозволенные энергетические уровни от $W = 0$ до $W = W_F$, т.е. вероятность заполнения этих уровней электронами равна 1. Уровни же, энергия которых выше W_F , остаются совершенно свободными. Следовательно, энергия Ферми W_F представляет собой максимальную энергию, которую могут иметь свободные электроны в металле при абсолютном нуле температуры.

Из формулы (1.42) также следует, что при условии

$$e^{\frac{W-W_F}{kT}} \gg 1 \quad (1.43)$$

распределение Ферми трансформируется в классическое распределение Максвелла – Больцмана:

$$f(W) = e^{\frac{W_F}{kT}} \cdot e^{\frac{W}{kT}} = C e^{\frac{W}{kT}}. \quad (1.44)$$

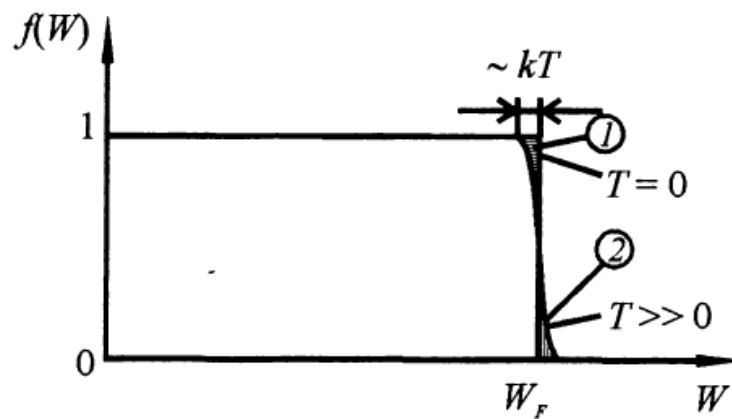


Рис. 1.8. График функции распределения Ферми – Дирака при $T = 0$ К и $T \gg 0$ К

А это означает, что при выполнении условия (1.43) вырождение электронного газа снимается полностью и электронный газ ведет себя как классический идеальный газ. Как будет показано ниже, температура электронного газа составляет десятки тысяч градусов Кельвина. Таким образом, электронный газ в металлах остается вырожденным вплоть до температур, существенно превышающих температуры плавления. Поэтому поведение электронного газа в металлах в отношении многих свойств отличается от свойств обычного молекулярного газа.

4. Густина електронних станів як функція енергії електронів в напівпровідниках. Електрони в зоні провідності власного напівпровідника

1.6.2. Носители зарядов и уровень Ферми в полупроводниках

Прежде чем приступить к определению концентрации носителей зарядов в полупроводниках, отметим, что при $T = 0$ К в полупроводниках нет свободных носителей зарядов, все энергетические уровни в зоне проводимости свободны, а все уровни валентной зоны заполнены электронами. Поскольку ширина запрещенной зоны в полупроводнике $\Delta W_0 \gg kT$, то вероятность перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости очень мала. Соответственно, вероятность заполнения уровней зоны проводимости электронами $f_n(W)$, также как и вероятность заполнения уровней валентной зоны дырками $f_p(W) = 1 - f_n(W)$ очень малы. Но если $f_n(W) \ll 1$ и $f_p(W) \ll 1$, то это значит, что в знаменателе выражения (1.42) можно пренебречь единицей по сравнению с экспонентой. При этом получим:

$$f_n(W) \approx e^{\frac{W - W_F}{kT}}, \quad (1.57)$$

$$f_p(W) \approx e^{\frac{W - W_F}{kT}}. \quad (1.58)$$

Выражения (1.57) и (1.58) представляют собой функцию распределения Больцмана, которая выражает распределение по энергиям частиц классического идеального газа. При небольших концентрациях свободных электронов и дырок, что реализуется в полупроводнике, эти частицы образуют *невырожденные электронный и дырочный газы*, свойства частиц которых подобны свойствам частиц классического идеального газа.

Теперь перейдем непосредственно к рассмотрению вопроса о концентрации носителей зарядов в полупроводниках. Обратимся сначала к *собственным полупроводникам*. С учетом (1.36), (1.45) и (1.57) получим выражение для концентрации свободных электронов в зоне проводимости:

$$n(W) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \int_{W_c}^{\infty} (W - W_c)^{1/2} e^{-\frac{W - W_F}{kT}} dW. \quad (1.59)$$

В (1.59) верхний предел интегрирования принят $W = \infty$. Такое допущение возможно, поскольку вероятность заполнения электронами самых верхних уровней зоны проводимости практически равна нулю. Заменим в (1.59) $(W - W_c) = \xi$ и $dW = d\xi$. Тогда получим:

$$n = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}} \int_0^{\infty} \xi^{1/2} e^{-\frac{\xi}{kT}} d\xi. \quad (1.60)$$

Заметим, что интеграл в (1.60) является табличным

$$\int_0^{\infty} \xi^{1/2} e^{-\frac{\xi}{kT}} d\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (kT)^{3/2}. \quad (1.61)$$

Теперь можно записать окончательное выражение для концентрации свободных электронов в зоне проводимости собственного полупроводника:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}} = N_c e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}}, \quad (1.62)$$

где $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

С учетом (1.38), (1.45) и (1.58) получим выражение для концентрации дырок в верхней части валентной зоны:

$$p(W) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \int_{-\infty}^{W_v} (W_v - W)^{1/2} e^{-\frac{W - W_F}{kT}} dW. \quad (1.63)$$

Нижний предел интегрирования принят $W = -\infty$. Такое допущение возможно, поскольку вероятность заполнения дырками самых нижних уровней валентной зоны практически равна нулю. Заменим в (1.63) $(W_v - W) = \xi$ и $dW = -d\xi$. Тогда получим:

$$p = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} e^{-\frac{W_F - W_v}{kT}} \int_0^{\infty} \xi^{1/2} e^{-\frac{\xi}{kT}} d\xi. \quad (1.64)$$

Таким образом, концентрация дырок в валентной зоне определяется выражением:

$$p = N_v e^{\frac{W_F - W_v}{kT}}, \quad (1.65)$$

где $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Например, для Ge при комнатной температуре эффективная плотность состояний $N_c = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, а $N_v = 6 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

35

В состоянии равновесия концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне равны ($n = p$). Приравнявая выражения (1.62) и (1.65), находим положение уровня Ферми:

$$W_F = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (1.66)$$

При $T = 0 \text{ К}$ энергия $W_F = (W_c + W_v)/2$, т.е. уровень Ферми расположен точно посередине запрещенной зоны шириной $\Delta W_0 = W_c - W_v$. Поскольку обычно член $\ln(m_p^* / m_n^*) \approx 1$, то уровень Ферми не может отстоять от середины запрещенной зоны на энергетическое расстояние, существенно превышающее kT . Это условие выполняется для большинства полупроводников при температурах порядка комнатной и ниже. С ростом температуры уровень Ферми постепенно приближается к зоне проводимости.

Подставляя (1.66) в (1.62) получим выражение:

$$n = p = (N_c N_v)^{1/2} e^{\frac{\Delta W_0}{2kT}}. \quad (1.67)$$

Например, для Ge концентрация носителей заряда при комнатной температуре $n_e = n_p \simeq 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а для Si, соответственно, $n_e = n_p \simeq 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

Теперь обратимся к *примесным полупроводникам*. В случае *донорных* полупроводников примесные энергетические уровни располагаются в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости. Концентрация электронов в зоне проводимости донорного полупроводника определяется в первую очередь концентрацией примесных атомов, поскольку относительно небольшая температурная активация полупроводника обеспечивает переход электронов, локализованных на донорных уровнях, в зону проводимости. Концентрация электронов в зоне проводимости при крайне низких температурах ($T \simeq 0 \text{ К}$) возрастает по закону:

$$n = (N_d N_c)^{1/2} e^{\frac{W_c - W_d}{2kT}}, \quad (1.68)$$

где N_d – концентрация донорных уровней;

$W_c - W_d = \Delta W_d$ – разность энергий между дном зоны проводимости и донорным уровнем.

Повышение температуры до всего лишь $T \simeq (10-20)$ К вызывает полное истощение донорных уровней, и поведение донорного полупроводника становится аналогичным поведению собственного полупроводника, когда приток электронов в зону проводимости всё больше обеспечивается за счет валентной зоны.

Условие электронейтральности донорного полупроводника запишется в виде:

$$n = p + N_d. \quad (1.69)$$

Подставляя в (1.69) соответствующие выражения для концентрации электронов и дырок, можно, в конечном счете, получить выражение для положения уровня Ферми:

$$W_F = \frac{W_c + W_d}{2} + kT \ln \left[\frac{N_d h^3}{2 (2\pi m_n^* kT)^{3/2}} \right] = \frac{W_c + W_d}{2} + kT \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right). \quad (1.70)$$

При $T = 0$ К уровень Ферми располагается точно посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем. С ростом температуры уровень Ферми сначала смещается к зоне проводимости, но затем смещается в сторону валентной зоны, поскольку логарифм дроби в скобках в выражении (1.70) меняет знак. Однако в рабочем диапазоне температур можно принять, что положение уровня Ферми практически линейно зависит от температуры.

В случае *акцепторных* полупроводников примесные энергетические уровни располагаются в запрещенной зоне вблизи верхнего уровня валентной зоны. Концентрация дырок в валентной зоне акцепторного полупроводника определяется концентрацией примесных атомов, поскольку относительно небольшая температурная активация полупроводника обеспечивает переход дырок, локализованных на акцепторных уровнях, в валентную зону.

Исходя из условия электронейтральности акцепторного полупроводника, можно, поступая аналогичным образом, получить выражение для уровня Ферми:

$$W_F = \frac{W_v + W_a}{2} - kT \ln \left(\frac{N_a}{N_v} \right), \quad (1.71)$$

где N_a – концентрация акцепторных уровней.

При $T = 0$ К уровень Ферми для акцепторных полупроводников расположен посередине между акцепторным уровнем и верхним уровнем валентной зоны. С ростом температуры положение уровня Ферми сначала смещается к валентной зоне, а затем, при относительно высоких температурах, к середине запрещенной зоны.

Заметим, что сильное легирование донорного полупроводника активной примесью приводит к настолько сильному увеличению концентрации электронов в зоне проводимости, что полупроводник становится вырожденным и для описания поведения электронного газа в таком полупроводнике уже необходимо пользоваться статистикой Ферми – Дирака.

5. Рівень електрохімічного потенціалу для напівпровідників

Глава. Электроны и дырки в полупроводниках.

Зонная структура полупроводников, диэлектриков

Определим **валентную зону** как наивысшую энергетическую зону электронов в твердом теле, которая целиком заполнена электронами в основном состоянии (при $T = 0$ К), **зону проводимости** – как самую нижнюю энергетическую зону в твердом теле, которая содержит свободные уровни в основном состоянии (незаполненную или содержащую некоторое число носителей при $T = 0$ К).

Рассмотрим случай, когда зона проводимости отделена от валентной зоны энергетической щелью W_g (**рис.1**). Пусть при $T = 0$ К все состояния в зоне проводимости свободны, а в валентной зоне полностью заполнены электронами. Электроны в полностью заполненной зоне не участвуют в электропроводности, так как все состояния в зоне заполнены, и нет возможности электронам изменить свою энергию. В таком кристалле требуется конечная энергия возбуждения, не меньше ширины запрещенной зоны W_g , для перевода электронов вверх через энергетическую щель в зону проводимости. Если ширина запрещенной зоны W_g велика, так что ни температура, ни постоянное электрическое поле (и другие воздействия, которые не разрушают твердое тело) не могут сообщить электронам достаточную энергию для перехода в зону проводимости, то такое твердое тело не проводит электрический ток и является **изолятором**.

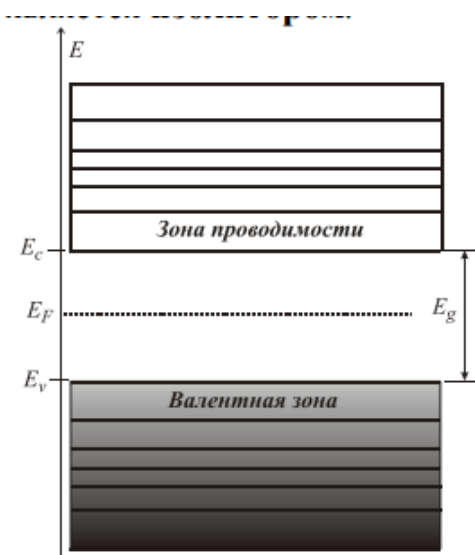


Рис. 1. Энергетический спектр изоляторов и полупроводников с полностью заполненной валентной зоной (затемнена) и полностью свободной зоной проводимости. Область запрещенных энергетических состояний (энергетическая щель W_g) находится между потолком валентной зоны W_v и дном зоны проводимости W_c : $W_g = W_c - W_v$

Если ширина запрещенной щели W_g невелика, то при конечной температуре T в результате тепловых флуктуаций некоторое число электронов перейдет из валентной зоны в зону проводимости. Как электроны в зоне проводимости, так и дырки (свободные, незаполненные состояния), образовавшиеся в результате ухода электронов из валентной зоны, будут являться носителями тока и будут давать свой вклад в величину проводимости. Вещества с таким энергетическим спектром,

обладающие конечной электропроводностью, быстро возрастающей с ростом температуры, называются **полупроводниками**.

Удельное электрическое сопротивление полупроводников при комнатной температуре лежит в интервале от 10^{-6} Ом·м до 10^8 Ом·м. По величине сопротивления они находятся между хорошими проводниками $\sim (10^{-8} \div 10^{-6})$ Ом·м и изоляторами ($>10^8$ Ом·м).

Если зона проводимости заполнена не полностью и электронов достаточно много, то концентрация носителей тока не будет зависеть от температуры. Такие вещества являются **металлами**.

§2. Концентрация носителей заряда и химический потенциал в полупроводниках с собственной проводимостью

Поскольку образующиеся «дырки» могут перемещаться в кристалле, то они формируют собственную дырочную энергетическую зону со своим законом дисперсии. Поэтому в зонной модели, при отличных от нуля температурах, спектр собственного полупроводника (полупроводника с собственной проводимостью) состоит из двух зон: зоны проводимости, слабо заполненной реальными электронами и почти заполненной валентной зоны, разделенных энергетической щелью W_g .

Собственный полупроводник — это идеально чистый полупроводник, в котором при температуре $T = 0$ К валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости — свободна. Под действием температуры или при оптическом возбуждении часть электронов из

валентной зоны перебрасывается в зону проводимости, в результате чего образуется равное количество электронов и дырок.

Вычислим концентрации электронов n_c и дырок n_v при $T \neq 0$ К. Будем отсчитывать энергию электронов ϵ_c от дна зоны проводимости W_c вверх, а дырок ϵ_v от потолка валентной зоны W_v вниз по энергии (рис. 3).

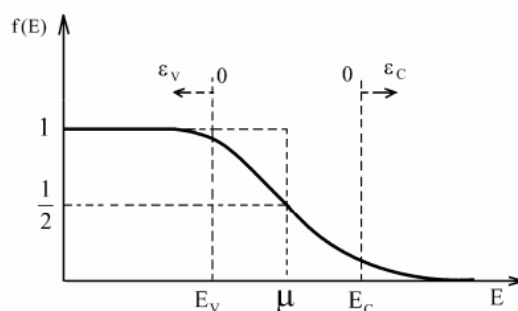


Рис. 3. 8–1. Ферми-распределение вблизи уровня химического потенциала между потолком валентной зоны E_v и дном зоны проводимости E_c

Тогда концентрацию электронов n_c в зоне проводимости и дырок n_v в валентной зоне при $T \neq 0$ можно записать в виде:

$$n_c = \int_0^{\infty} f(W_c + \epsilon_c) \rho_c(\epsilon_c) d\epsilon_c \quad (1)$$

$$n_v = \int_0^{\infty} [1 - f(W_v - \epsilon_v)] \rho_v(\epsilon_v) d\epsilon_v \quad (2)$$

где $f(W)$ — функция распределения Ферми–Дирака, $[1 - f(W_v - \varepsilon_v)]$ — вероятность *не заполнения электроном* состояния с энергией $E = E_v - \varepsilon_v$, то есть вероятность обнаружения дырки в этом состоянии, ρ_c , ρ_v — плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, соответственно.

Далее учтем интересную особенность функции Ферми–Дирака, а именно: вероятность найти дырку на энергетическом уровне, находящемся на расстоянии δ *ниже* уровня химического потенциала μ равна вероятности найти электрон с энергией на δ *выше* уровня μ , то есть

$$1 - f(\mu - \delta) = f(\mu + \delta). \quad (3)$$

Используя (3) преобразуем выражение (2):

$$1 - f(W_v - \varepsilon_v) = 1 - f[\mu - (\varepsilon_v - W_v + \mu)] = f(\varepsilon_v + 2\mu - W_v).$$

Тогда можно записать:

$$n_v = \int_0^{\infty} f(\varepsilon_v + 2\mu - W_v) \rho_v(\varepsilon_v) d\varepsilon_v. \quad (4)$$

Как будет показано ниже, уровень химического потенциала μ лежит в области энергетической щели, то есть между потолком валентной зоны W_v и дном зоны проводимости W_c .

При $k_B T \ll W_g = W_c - W_v$ как электронный, так и дырочный газ *не вырождены*, а, следовательно, функция распределения имеет бoльцмановский вид

$$f(W) = \tilde{a}^{-(W-\mu)/(k_B T)}.$$

Используя также для плотности состояний выражение $\rho(W) = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{W}$, вычислим концентрацию электронов:

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{\sqrt{2}m_c^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\epsilon_c + W_c - \mu}{k_B T}\right) \sqrt{\epsilon_c} d\epsilon_c = \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu - W_c}{k_B T}\right) (k_B T)^{3/2} \int_0^\infty e^{-z} \sqrt{z} dz. \end{aligned}$$

Полученный интеграл (гамма-функция) представляет собой интеграл Эйлера второго рода $\Gamma(1/2+1)$. Учитывая свойство гамма функции $\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$ и значение ее при $x = 1/2$ $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$, получим $\Gamma(1,5) = \sqrt{\pi}/2$. Окончательное выражение для концентрации электронов записывается в виде:

$$n_c = 2 \left(\frac{m_c k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu - W_c}{k_B T}\right). \quad (5)$$

Аналогично для концентрации дырок получаем

$$n_v = 2 \left(\frac{m_v k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-\mu + W_v}{k_B T}\right). \quad (6)$$

Произведение концентраций (5) и (6)

$$n_c n_v = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^3 (m_c m_v)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_g}{k_B T}\right) \quad (7)$$

не зависит от положения уровня химического потенциала.

В чистом полупроводнике с собственной проводимостью концентрации электронов и дырок равны. Извлекая корень из (7) находим:

не зависит от положения уровня химического потенциала.

В чистом полупроводнике с собственной проводимостью **концентрации электронов и дырок** равны. Извлекая корень из (7) находим:

$$n_c = n_v = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_c m_v)^{3/4} \exp\left(-\frac{W_g}{2k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{W_g}{2k_B T}\right), \quad (8)$$

где
$$n_0 = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_c m_v)^{3/4}. \quad (9)$$

Таким образом, концентрация собственных носителей в полупроводнике зависит как от температуры, так и от ширины запрещенной зоны и не зависит от положения уровня химического потенциала.

Приравнивая (5) и (6), получаем значение химического потенциала в полупроводниках с собственной проводимостью:

$$\mu = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{m_v}{m_c}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что при абсолютном нуле температуры уровень химического потенциала находится точно посередине между дном зоны проводимости и вершиной валентной зоны. То же положение он занимает и при конечных температурах, если $m_c = m_v$. Если эффективные массы электронов и дырок не равны, то уровень химического потенциала смещается с ростом температуры в сторону зоны с меньшей эффективной массой.

Используя **термодинамическое определение химического потенциала (см. п.)**, можно на качественном уровне показать, что уровень Ферми в чистых полупроводниках лежит в запрещенной зоне.

Основываясь на термодинамическом определении, химический потенциал для электронной системы равен среднему вероятностному изменению энергии системы при изменении числа частиц на единицу, то есть на один электрон. При температуре $T = 0$ К, если добавить в собственный полупроводник один электрон ($dN = 1$), то он займет наинизшее свободное энергетическое состояние с энергией W_c . В то же время при уменьшении числа частиц на единицу ($dN = -1$), энергия системы уменьшится на W_v . Таким образом, среднее изменение энергии системы при $dN = \pm 1$ будет равно $\mu = (W_c + W_v)/2$. Поэтому, независимо от различия эффективных масс, при $T = 0$ химический потенциал всегда лежит точно в середине запрещенной зоны.

При температуре $T \neq 0$ К, благодаря размытию ступеньки распределения Ферми–Дирака (**рис. 4 а**), в зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне – свободные состояния — дырки.

Рассмотрим случай, когда эффективная масса дырок m_v меньше, чем эффективная масса электронов m_c . Соответствующие данному случаю плотности состояний электронов и дырок изображены на **рис. 4 б**. Если бы уровень химического потенциала остался в середине запрещенной зоны (**рис. 4**), то заполнение зон соответствовало бы изображенным на **рис. 4 в** функциям заполнения dn_v/dW и dn_c/dW . При этом, как видно на **рис. 4 в**, заштрихованные площади в валентной зоне и зоне

проводимости, равные числу носителей в этих зонах, не одинаковы. Этого быть не может, так как число электронов в зоне проводимости должно быть равно числу дырок в валентной зоне в чистом полупроводнике.

Устранить данное противоречие можно, сдвинув уровень химического потенциала к потолку валентной зоны, то есть в сторону легких носителей заряда (**рис. 5 а, б, в**). Величина сдвига химического потенциала μ должна точно соответствовать условию равенства концентраций электронов и дырок $n_c = n_v$.

Рассмотрим положение химического потенциала μ при $T \neq 0$ К, основываясь на его *термодинамическом определении*. Вносим один электрон. Он может занять одно из свободных электронных состояний,

для которых $f(W) \neq 0$. Благодаря размытию ступеньки распределения Ферми–Дирака, электрон может оказаться как в валентной зоне, так и в зоне проводимости. Химический потенциал при этом следует рассматривать как среднюю энергию вносимого электрона. Качественно можно оценить среднюю энергию вносимого электрона в валентной зоне и зоне проводимости по максимуму функций заполнения dn/dW в этих зонах. Максимум dn_c/dW тяжелых электронов находится ближе к дну зоны проводимости, чем максимум легких дырок к потолку валентной зоны. Отсюда следует, что химический потенциал сдвинут в сторону более легких носителей заряда.

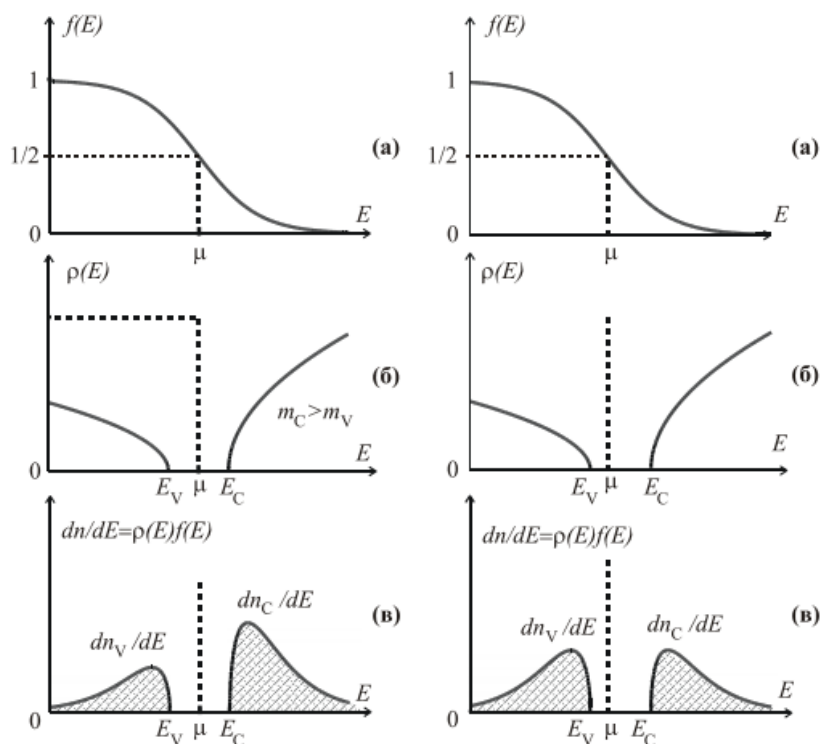


Рис. 5. 8–3. Условие равенства

Рис. 4. Зависимости от энергии E вероятности заполнения электронами состояний $f(W)$ (а) плотности состояний (б) и плотности заполнения уровней энергии dn/dW (в) для случая $m_c < m_v$ концентраций электронов и дырок $n_c = n_v$ (равенство заштрихованных площадей (в) в валентной зоне и зоне проводимости) требует смещения уровня химического потенциала, изображенного на рис. 8–2, в сторону зоны с меньшей эффективной массой

Чем больше разница в эффективных массах, тем больше этот сдвиг. При равных массах $m_c = m_v$ химический потенциал будет оставаться в середине запрещенной зоны.

6. Робота виходу електронів Метали та напівпровідники.

2.2. Эффективная работа выхода электронов

Для понимания процесса эмиссии электронов в вакуум (т.е. преодоления ими потенциального барьера), целесообразно в наглядной форме сопоставить распределение по энергиям свободных электронов в металле и потенциальный барьер. Причём таким образом, чтобы был единый отсчёт уровня энергии относительно уровня энергии электрона, покоящегося в вакууме на большом расстоянии от поверхности металла (этот уровень энергии условно приравняют к нулю). Сопоставление приведено на рис. 2.5.

При построении единой картины следует учесть, что в металлах при $T = 0$ К электроны заполняют все энергетические уровни вплоть до уровня Ферми. Поэтому минимальная энергия, требуемая для удаления самого быстрого электрона при $T = 0$ К, равна $W_a - W_F$. Работу, которую нужно совершить для удаления на большое расстояние из кристалла электрона с энергией, соот-

ветствующей уровню Ферми, называют эффективной (термодинамической) работой выхода (или просто работой выхода):

$$e\phi = W_a - W_F. \quad (2.5)$$

При $T > 0$ К в металле появляются электроны на уровнях, расположенных выше уровня Ферми, но и в этом случае работу выхода принято отсчитывать от уровня Ферми W_F . Энергией, достаточной для выхода из металла, обладают только электроны, число которых изображается площадью под кривой распределения, расположенной выше уровня нуля энергии (участок A на рис. 2.5). Таких электронов ничтожно мало даже при относительно высоких температурах металла.

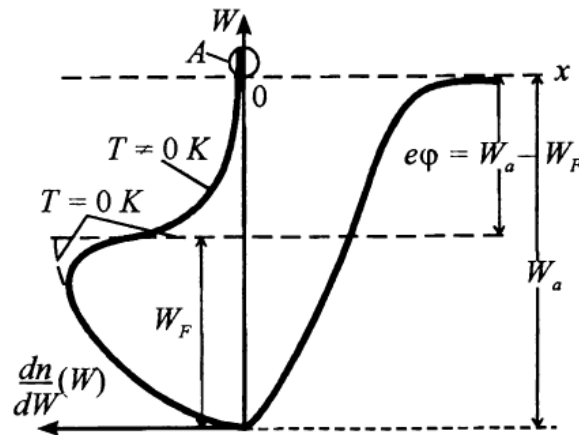


Рис. 2.5. Сопоставление потенциального барьера с распределением электронов по энергиям

Что касается полупроводников, то в отличие от металлов электроны в полупроводниках обычно располагаются на уровнях, находящихся либо выше, либо ниже уровня Ферми. Тем не менее, принято в полупроводниках термодинамическую работу выхода тоже отсчитывать от уровня Ферми. Энергетическая диаграмма верхних зон собственного полупроводника приведена на рис. 2.6.

Помимо термодинамической работы выхода в полупроводниках различают *электронное сродство* или *внешнюю работу выхода* χ . Она равна минимальной энергии, которую следует сообщить электрону, находящемуся на дне зоны проводимости для его удаления из кристалла. На энергетической диаграмме она равна разности энергий, соответствующих уровням вакуума и дна зоны проводимости.

Результаты экспериментальных исследований дают для одних и тех же веществ несколько различающиеся значения работы выхода, что обусловлено рядом причин. В частности, обнаружено, что различные грани монокристалла

имеют несколько отличную высоту потенциального барьера вследствие отличия величин постоянной решетки a для различных кристаллографических плоскостей. Кроме того, на высоту потенциального барьера, и, следовательно, на величину работы выхода, существенное влияние оказывают находящиеся на поверхности атомы чужеродных веществ. Эти атомы за счет ионизации или поляризации полем решетки создают у ее границы двойной слой электрических зарядов, искажающих форму потенциального барьера. Поэтому следует иметь в виду эти факторы при анализе конкретных условий использования материалов как эмиттеров электронов.

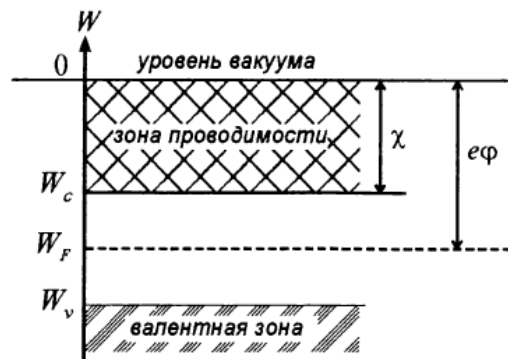
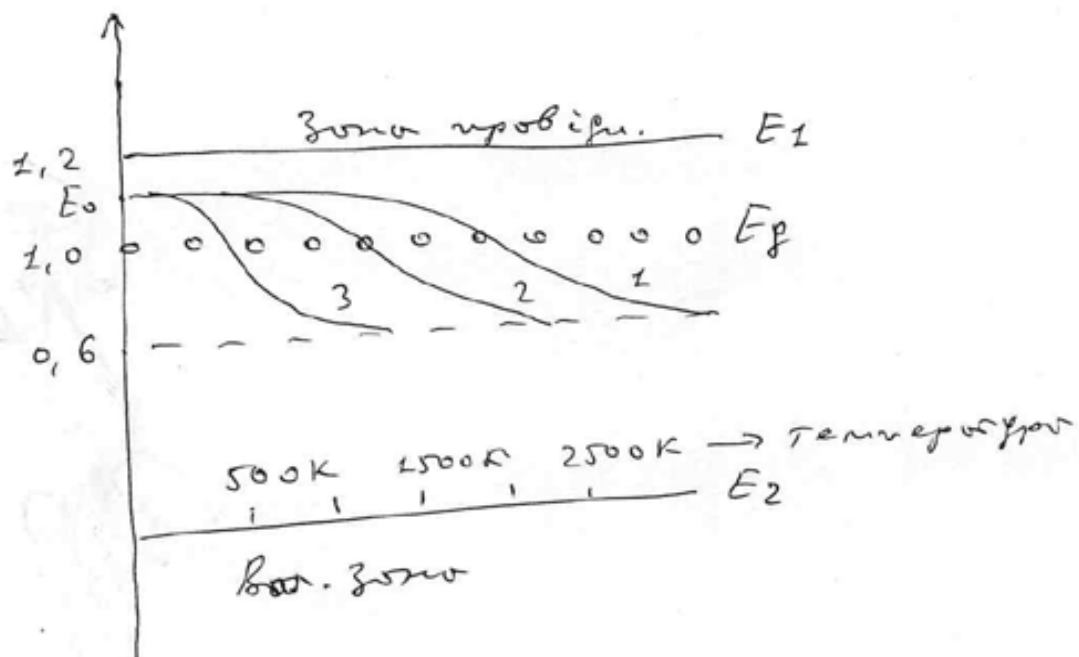


Рис. 2.6. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника



1. Концентрація донорів 10^{19} см^{-3}

2- 10^{18} см^{-3}

3- 10^{17} см^{-3}

Розглядається саме такий напівпровідник:

$$E_1 - E_2 = 1,2\text{eV}$$

$$E_1 - E_0 = 0,2\text{eV}$$

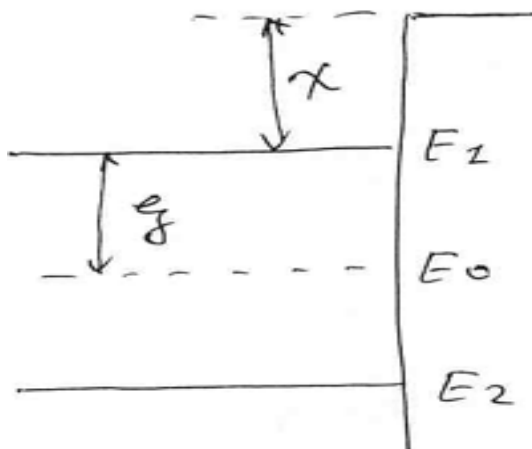
В напівпровідниках в зоні провідності електрони підлягають статистиці Максвела – Больцмана, тобто:

$$\frac{\partial N}{\partial E} = \frac{\sqrt{E}}{\exp \frac{E}{kT}}$$

Справа в тому, що їх там не так багато як в металі, а це означає, що кількість електронів набагато менша за кількість станів: $\partial N \ll \partial z$

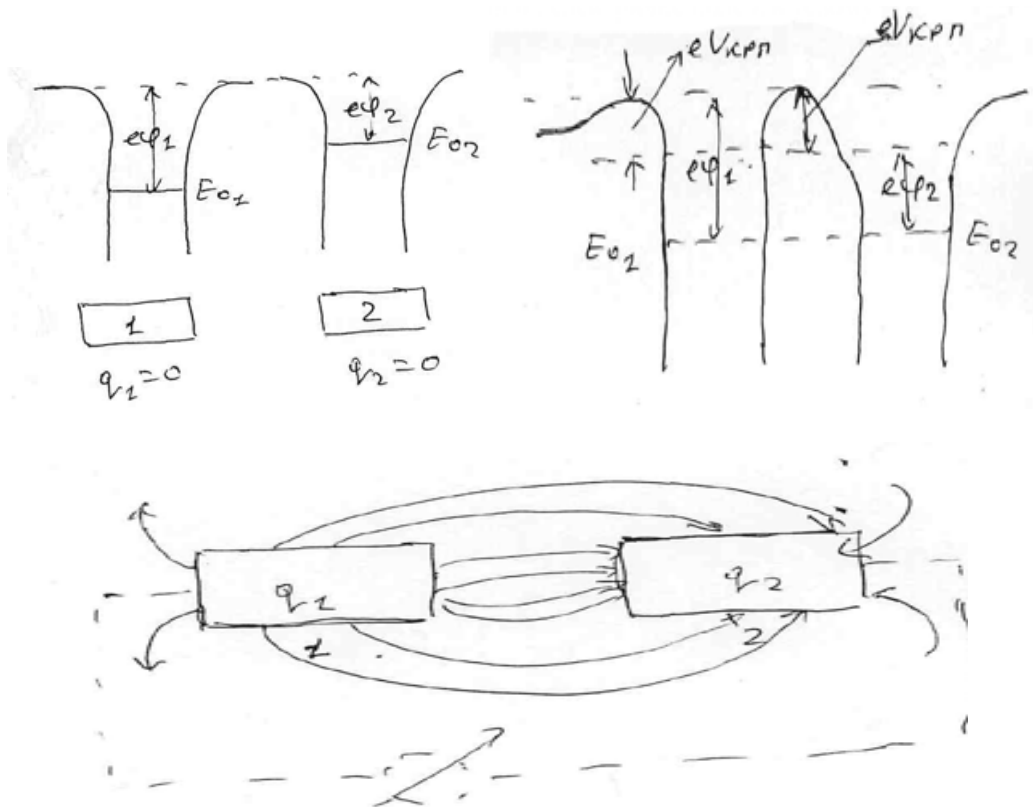
Для напівпровідників, як і для металів, існує поняття роботи виходу електрону $e\phi$. Але такої наочності, як у металів у них немає. Робота виходу напівпровідника складається з внутрішньої ξ і зовнішньої χ : $e\phi = \xi + \chi$, де $\xi = E_1 - E_0$; χ - енергія електронної спорідненості.

Таким чином **робота виходу напівпровідника – це відстань між рівнем Фермі і рівнем вакууму**. Наведене визначення не залежить від типу напівпровідника



7. Контактна різниця потенціалів

Розглянемо стан системи електронів в двох різних тілах, що знаходяться в електричному контакті. Поки тіла були ізольованими одне від одного, електрони кожного з них складали окремі системи, а рівні енергій E_{01} і E_{02} мали значення які визначалися властивостями кожного тіла окремо. При цьому обидва тіла були електрично нейтральними, тобто заряди q_1 і q_2 дорівнювали 0 і електричне поле ϵ в усьому зовнішньому просторі також дорівнює нулю.



(на рисунку показано лінії сил, що діють на електрон, а не силові лінії електричного поля)

На рис. (а) зображено енергетичну діаграму для двох металів та металу і напівпровідника. Так само можна було б зобразити й два напівпровідника. На рисунку $e\phi_1 > e\phi_2$. Це означає, що електрони металу (1) знаходяться на рівнях енергій, які в металі (2) зайняті електронами. В металі (2) є електрони на таких рівнях енергій, на яких в металі (1) їх немає. У випадку метал-напівпровідник в металі є електрони на таких рівнях, на яких вони в напівпровіднику існувати не

можуть – це заборонена зона. В напівпровіднику ж в зоні провідності є електрони з такими енергіями, з якими вони можуть існувати і в металі.

Розмістимо наші зразки у вакуумі, попередньо з'єднавши їх провідником, а потім нагріємо до появи емісії. Через те, що $\varphi_1 > \varphi_2$, струм I_1 буде меншим за струм I_2 , тобто буде різниця струмів і прилад це зафіксує.

На перший погляд ми маємо вічний двигун, а це нонсенс. В чому ж справа?

Через те, що метал (2) емітує більше електронів, то він заряджається позитивно, а другий - негативно. Цей позитивний заряд буде притягувати електрони з металу (1) і затримувати свої. З часом I_1 стане рівним I_2 . Це відбудеться тоді, коли у тіл, що контактують, рівні електрохімічного потенціалу зрівняються, як це зображено на рис.(б). В цей час ймовірність $\omega(E)$ знаходження електрона в певному стані з енергією E для двох тіл буде одною і тією ж. В цій єдиній системі електронів обох тіл встановиться контактна рівновага. Ця умова контактної рівноваги має місце для будь-яких двох тіл. Час встановлення рівноваги залежить від електропровідності тіл.

При цьому між довільною точкою над поверхнею одного тіла і будь-якою точкою над поверхнею другого тіла буде існувати **різниця потенціалів, яка дорівнює різниці їх робіт виходу і називається контактною різницею потенціалів:**

$$V_{\text{крп}} = \varphi_1 - \varphi_2$$

Явище контактної різниці потенціалів дуже часто використовується на практиці. Наприклад: метод КРП – один з найпоширеніших методів вимірювання роботи виходу електрону. Контактна різниця потенціалів виникає на поверхні термокатодів, якщо вона є неоднорідною по роботі виходу і т. ін.

Внутрішня КРП - це різниця між E_{01} та E_{02} коли відлік ведеться від дна потенційної ями. Причому треба розглядати контакт ні крізь вакуум, а безпосередньо тверде тіло – тверде тіло. Енергії E_{01} та E_{02} визначаються концентрацією електронів провідності, тобто $V_{\text{крп}}$ внутрішня

визначається дифузією електронів з металу з більшою концентрацією електронного газу в метал з меншою концентрацією електронного газу. Рівновага встановлюється тоді, коли дифузійний струм стає рівним зустрічному дрейфовому струму, що виникає з-за поля внутрішньої КРП.

Внутрішня КРП - мала величина і в металах не перевищує 10^{-2} В, а зовнішня КРП досягає декілька вольт.

Пояснення можна зробити і таким чином.

Коли тіла почнуть заряджатися, то енергія електрона, який знаходиться в стані спокою поблизу поверхні тіла (1) буде зростати в порівнянні з енергією електрона, що знаходиться на нескінченності (кількість електронів у цього тіла росте і вони займають вільні більш високо енергетичні стани). Енергія ж електрону, що знаходиться в стані спокою поблизу поверхні тіла (2) буде падати (бо число електронів у вільній зоні у цього тіла меншає). **У зв'язку з тим що робота виходу кожного з тіл при цьому практично не змінюється, то рівень E_{01} буде підвищуватися, а рівень E_{02} – знижуватися, тобто рівні будуть зближатися.** Перерозподіл електронів між тілами повинен зміщувати рівень Фермі відносно рівня електрону, що знаходиться в стані спокою поблизу поверхні зовні тіла, бо маємо:

$$E_o = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Тобто $E_0 = f(n)$

Але ці зміни для макроскопічних тіл дуже й дуже малі.

8. Термоелектронна емісія металів. Густина струму ТЕЕ

9. Термоелектронна напівпровідників.

ТЕЕ є випромінювання електронів розжареними тілами. Джерело енергії збудження електронів – теплова енергія ґратки. **Густина струму термоемісії для кожного тіла є універсальною функцією, параметри якої залежать від природи цього тіла, структури його поверхні, стану цієї поверхні і, звичайно, від температури.**

Основне рівняння термоемісії (формула Річардсона-Дешмана) має вигляд:

$$\bar{j} = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (1)$$

де A_0 – стала Зоммерфельда,

\bar{D} - середній коефіцієнт прозорості потенціального бар'єру,

$e\varphi$ - робота виходу електрона,

T - температура, K – постійна Больцмана.

Виведення цього рівняння може бути зроблене виходячи з законів термодинаміки, або ж статистично. Але варто зазначити, що «чистого» виведення як такого не існує: термодинаміка на певному етапі звертається до статистичної теорії, а статистика при переході до загального випадку вимагає термодинамічного розгляду.

Ми виведемо це рівняння статистично.

Виведення формули Річардсона-Дешмана

Ми знаємо, що щоб електрон вийшов у вакуум, йому треба надати енергію більшу за $e\varphi$. Але цього не достатньо. Також необхідно, щоб електрон з цією енергією міг рухатись перпендикулярно поверхні металу; з якою б швидкістю не рухався електрон паралельно потенціальному бар'єру, він ніколи не залишить метал. Якщо розташувати вісь X перпендикулярно поверхні металу, то умова виходу має вигляд:

$$\frac{1}{2}mv_x^2 > E_a, \quad (2)$$

де E_a - висота потенціального бар'єру.

$$v_{x\max} = \sqrt{\frac{2e}{m}U} \Big|_{eU=E_a} = \sqrt{\frac{2E_a}{m}} \quad (3)$$

- максимальна швидкість електрона в металі.

Кількість електронів зі складовими швидкостями v_x, v_y, v_z , які підходять кожну секунду до одиниці поверхні металу (**потік електронів**)

$$dN = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{e^{\frac{E_a-E_0}{kT}} + 1} v_x dv_x dv_y dv_z \quad (4)$$

(Ця формула отримується з розподілу Фермі-Дірака, коли замість E поставити $m(V_x)^2/2$).

Через те, що кожен електрон, що зіштовхується з бар'єром, залишить метал за умови $v_x > v_{x\max}$ незалежно від v_x та v_z , то загальна кількість електронів, що здатні залишити метал за одну секунду складе:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_x=v_{x\max}}^{\infty} \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{v_x}{e^{\frac{E_a-E_0}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z \quad (5)$$

Для строгого розв'язку задачі про емісію електронів у вакуум треба ввести в це рівняння коефіцієнт прозорості бар'єру \bar{D} (електрони мають хвильові властивості і повинні при виникненні перешкоди частково відбиватися).

З попередньої лекції ми знаємо, що $D = f(\Delta E)$, де $\Delta E = U - E$, тобто D залежить від співвідношення енергії електрону і висоти потенціального бар'єру. Але через це рівняння (5) дуже важко розв'язати. Тому вводиться поняття \bar{D} : середнє значення коефіцієнта прозорості потенціального бар'єру для вилітаючих електронів. В такому випадку \bar{D} можна винести за знак інтегралу.

Аналізуємо рівняння (5) далі: через те, що для металів $E_a - E_0$ - одиниці еВ (для вольфраму, наприклад, $E_a - E_0 = 4,25 \text{ eV}$), а $kT = 0,26 \text{ eV}$ при $T=3000\text{K}$, то

$$e^{\frac{E_a-E_0}{kT}} = 3,8 \cdot 10^7,$$

тобто одиницею в знаменнику можна знехтувати.

$$N = \bar{D} \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_{x\max}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{-\frac{E_a}{kT}} e^{-\frac{E_0}{kT}} dv_x dv_y dv_z, \quad (6)$$

де $E_a = \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2}$ - повна енергія електрона, який може вийти з дна потенціальної ями.

Виразимо тепер енергію через компоненти швидкості з формули (2)

$$N = \bar{D} \frac{2m^3}{h^3} e^{-\frac{E_0}{kT}} \int_{v_{x\max}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z \quad (7)$$

звідки отримаємо:

$$j = N \cdot e = \bar{D} \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} T^2 e^{-\frac{E_a - E_0}{kT}} \quad (8)$$

В (8) $E_a - E_0 = e\varphi$,

$$\frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = A_0 = 120,4 A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2} \quad (9)$$

Таким чином:


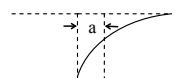
$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (10)$$

A_0 - стала Зоммерфельда. Для всіх металів вона є однаковою. $A = A_0 \bar{D}$ - стала Річардсона-Дешмана. А ось стала Річардсона-Дешмана для різних металів, що знайдена експериментально, в $1,5 \div 2$ рази менша за A_0 :

для Та : $A = 60 A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

Мо: $A = 55 A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

W : $A = 75 A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$

тобто складається враження, що $\bar{D} \approx 0,5$. Теорія вказує на $\bar{D} \approx 1$, адже вигляд потенціального бар'єру не такий: , а такий: .

Можливою причиною вказаного розходження теорії з дослідом є зміна положення рівня Фермі в металах в залежності від температури. Але при нагріванні металу, як ми знаємо, E_0 змінюється слабо:

$$e\varphi(T) = e\varphi_0 - \alpha T, \quad (11)$$

де $e\varphi_0$ - робота виходу при $T=0K$.

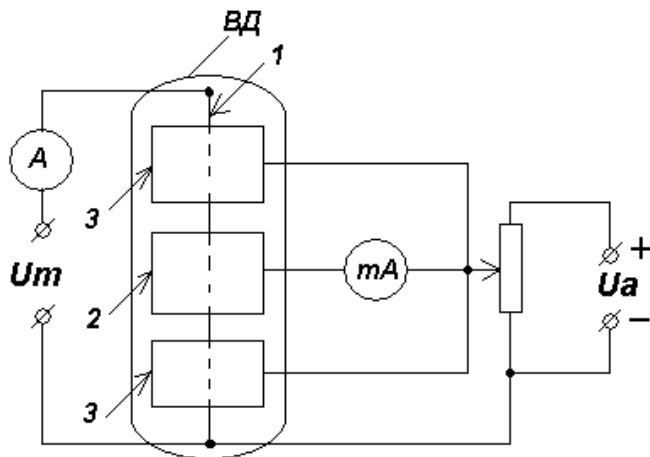
α для Мо, Та та W - $(6 \div 7) \cdot 10^{-5} \frac{eV}{град}$. Тобто при $T=1000K$ $\Delta\varphi \approx 0,1eV$. α може бути як додатньою, так і від'ємною величиною.

Іншою причиною відмінності A від A_0 може бути плямистість катоду, яка полягає в тому, що у катода на поверхні є ділянки з різною роботою виходу. Ми ж вимірюємо інтегральний струм емісії.

Звертаю Вашу увагу на те, що формула (10) є справедливою і для напівпровідників. Лише **треба пам'ятати, що $e\varphi$ для напівпровідника – це відстань від рівня Фермі до рівня вакууму: $e\varphi = \xi + \chi$** . Крім того треба пам'ятати, що положення рівня Фермі у напівпровідників набагато помітніше змінюється з температурою. Температурний коефіцієнт роботи виходу для напівпровідника $\alpha \approx 10^{-3} \frac{eV}{град}$, тобто при $T_{катоду} = 1000K$ $\Delta(e\varphi) \approx 1eV$, а це дуже істотна зміна.

Тому при обчисленні роботи виходу напівпровідника треба використовувати такі методи вимірювання $e\varphi$, щоб температурна залежність роботи виходу враховувалася автоматично.

10. Залежність струму термоелектронної емісії від електричного поля

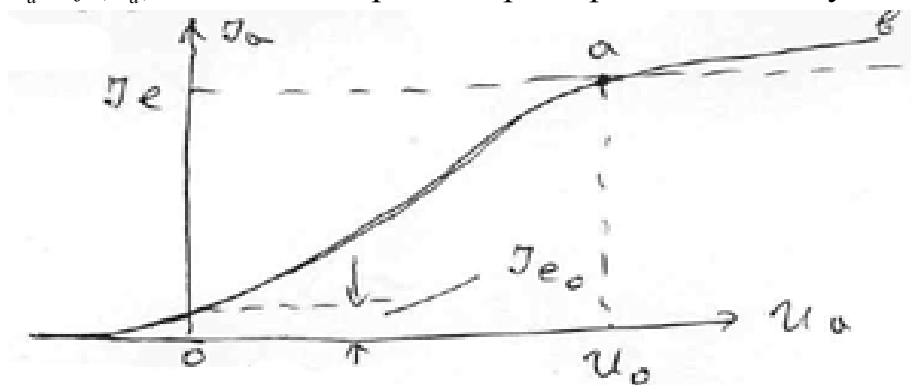


Для того, щоб визначити струм емісії катоду необхідно зібрати елементарну схему, що містить вікуумний діод (ВД) й джерела живлення з вимірювальними приладами. Діод має пряморозжарюваний W катод (1) і анод (2). (3) – охоронні кільця. Вони необхідні для того, щоб струм емісії вимірювався лише анодом (2), в межах якого температура катоду

рівномірна по всій довжині (вона не спотворена тепловідводом на кінцях катоду). Міліамперметр реєструє лише струм емісії з частини катоду, що розміщена всередині аноду. Густина струму емісії j – це відношення анодного струму I_a до площі поверхні катоду S , з якої відбирається струм на анод:

$$j = \frac{I_a}{S} [A \cdot cm^{-2}]$$

Якщо при $T_{катоду} = const$ збільшувати анодну напругу U_a , то міліамперметр буде показувати ріст анодного струму I_a . Графік залежності $I_a = f(U_a)$ є вольт-амперною характеристикою діоду. Вигляд ВАХ такий:



На рис. I_{e0} – струм емісії катоду при анодній напрузі $U_a=0$.

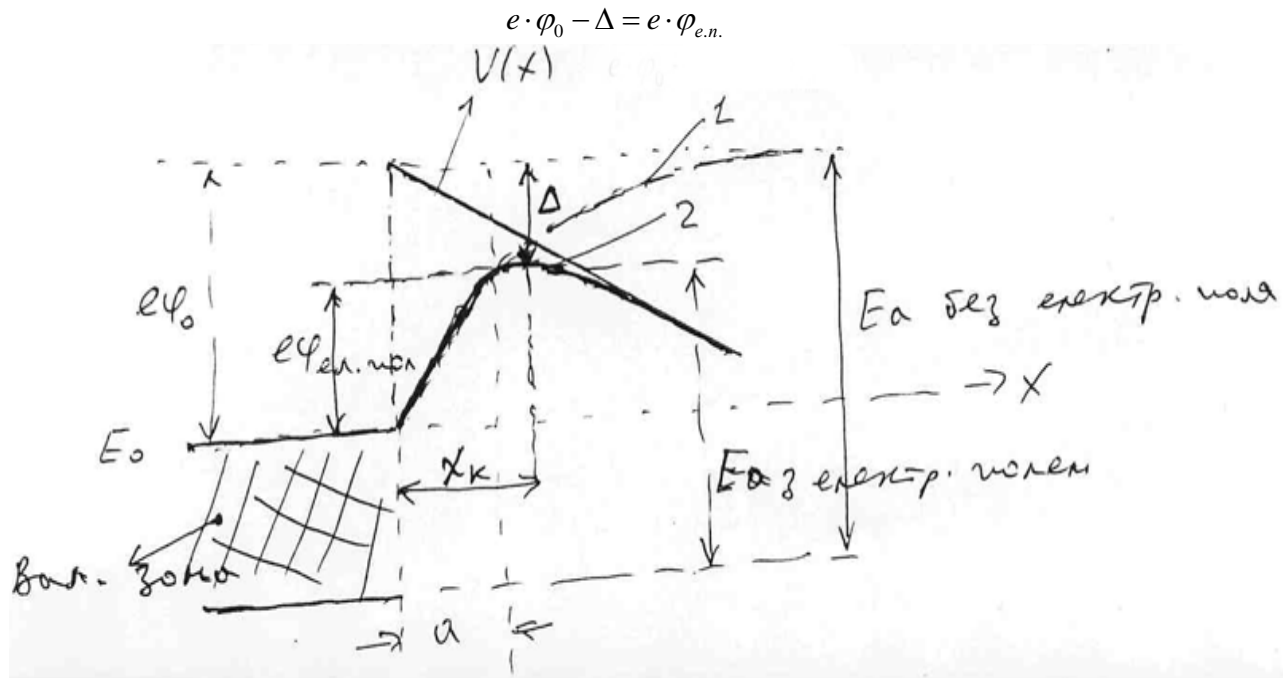
При $U_a = U_0$ анодний струм I_a стає рівним струму емісії катоду I_e , тобто при цій напрузі всі емітовані катодом електрони досягають аноду.

Подальше збільшення U_a не повинно супроводжуватися ростом I_a , оскільки емісія катоду використана повністю. Повинно бути так зване

насичення струму емісії. Ось це значення струму емісії й використовується в методі прямих Річардсона.

Але на практиці ріст U_a за умови $U_a > U_0$, призводить до подальшого зростання I_a , хоча й більш слабкому (ділянка ВАХ ab). Чому ж це відбувається?

Ми знаємо, що на межі тверде тіло – вакуум є потенціальний бар'єр такого виду:



$$e \cdot \phi_0 - \Delta = e \cdot \phi_{e.n.}$$

Нехай тепер поблизу поверхні катоду діє зовнішнє прискорююче електричне поле, тобто поле, що є протилежним до поля кулонівських сил (сил дзеркального відображення). Розподіл потенціалу такого поля $V(x)$ має вигляд прямої лінії (див. рис.). Це поле, діючи на електрони з силою $e \cdot E$ зменшує на величину $e \cdot x$ роботу, яку здійснює електрон при переміщенні на відстань x від катоду.

(Тут $E = \frac{V}{d}$, де d - відстань анод-катод, V - різниця потенціалів між катодом і анодом). Результат дії прискорюючого поля – зовсім інша форма потенціального бар'єру (крива (3) на рис.): він став нижче на величину Δ і вузьче – електрон долає бар'єр не до ∞ , а до відстані x_k . В цьому місці сила дзеркального відображення дорівнює силі прискорюючого поля:

$$F(x) = \frac{e^2}{4 \cdot x_k^2} = e \cdot E$$

Висота потенціального бар'єру E_a при відсутності поля:

$$E_a = \int_0^{\infty} F(x) dx \quad (*)$$

Висота потенціального бар'єру коли поле є $E_{a \text{ е.п.}}$:

$$E_{a \text{ e.n.}} = \int_0^{\infty} (F - e \cdot E) dx$$

Тоді:
$$\Delta = E_a - E_{a \text{ e.n.}} = \int_0^{\infty} F(x) dx - \int_0^{\infty} (F - e \cdot E) dx = \frac{e^2}{4 \cdot x_k} + e \cdot E \cdot x_k$$

Підставивши сюди значення x_k , яке знайдено з (*): $x_k = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{e}{E}}$,

отримаємо: $\Delta = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}$ (на таке значення зменшується потенціальний бар'єр).

Тоді:

$$e \cdot \varphi_{e.n.} = e \cdot \varphi_0 - \Delta,$$

$$e \cdot \varphi_{e.n.} = e \cdot \varphi_0 - e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E},$$

$$e \cdot \varphi_0 - e \cdot \varphi_{e.n.} = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E},$$

$$e(\varphi_0 - \varphi_{e.n.}) = e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E},$$

звідки: $\Delta \varphi = \varphi_0 - \varphi_{e.n.} = \sqrt{e \cdot E}$

$$\Delta \varphi = 3,8 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{E}, [B] \rightarrow \Delta \varphi, [B / \text{см}] \rightarrow E$$

$$j = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}}, \text{ але у нас робота виходу знижена на величину дельта}$$

□ тобто маємо $e(\varphi_0 - \Delta \varphi)$, тому

$$j_E = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e(\varphi_0 - \sqrt{e \cdot E})}{k \cdot T}} = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}} \cdot e^{\frac{e \cdot \sqrt{e \cdot E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{e \cdot \sqrt{e \cdot E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}}, \text{ де}$$

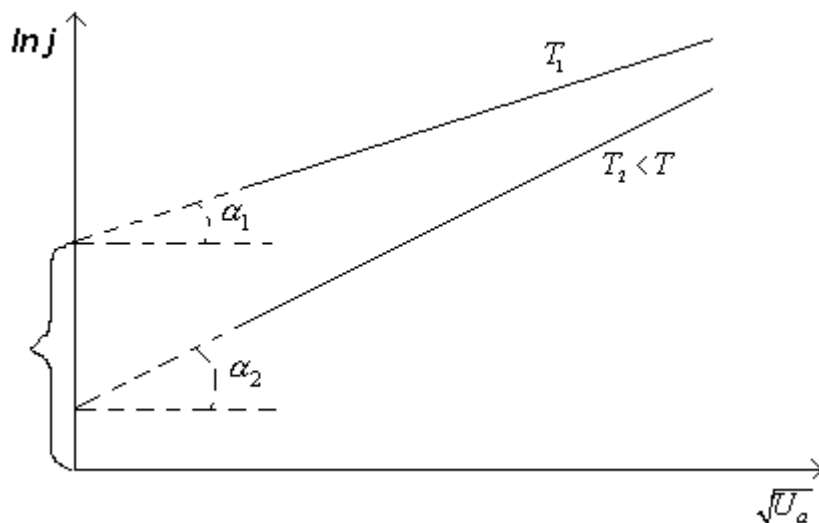
$$j_0 = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_0}{k \cdot T}}$$

$$j = j_0 \cdot e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E}}{k \cdot T}} = j_0 \cdot e^{\frac{\Delta}{k \cdot T}}$$

Отримали рівняння, що носить ім'я Шотткі, бо він перший його отримав. Таким чином, зростання анодної напруги U_a обов'язково призводить до зростання густини струму емісії (бо $E = \frac{U_a}{d}$, де d - відстань анод-катод).

Якщо ВАХ побудувати в координатах Шотткі при $T = \text{const}$, то в області насичення струму емісії будемо мати пряму лінію:

З рис. видно, що $\alpha_2 > \alpha_1$. Це означає, що при більш низьких температурах катоду вплив зовнішнього електричного поля на емісію більш помітний. Доречі, в методі повного струму в рівняння Річардсона-Дешмана треба



вводити значення струму емісії j_{01} або j_{02} відповідно до температури, щоб знайти роботу виходу для електронів.

$\ln j_0$ – логарифм густини струму емісії у відсутності поля на катоді.

Треба зазначити, що при сильних електричних полях струм емісії зростає швидше, ніж це потребує рівняння Шотткі. Справа в тому, що коли виводилося це рівняння, то коректно враховувалося лише зниження потенціального бар'єру і не бралось до уваги його звуження. Помітне звуження потенціального бар'єру відбувається при полях 10^6 В/см і включається в дію так званий тунельний ефект. При $E = 10^8 \text{ В/см}$, $x_{\text{крит}} = 10^{-7} \text{ см}$, що близько до постійної ґрадки кристалу.

11. Эффект Шотки для металлов

1. Эффект Шоттки для металлов.

Эмиссии электронов из металла препятствует потенциальный барьер, образованный из электрических сил изображения. Снижение этого барьера по мере увеличения прилагаемого внешнего электрического поля называется эффектом Шоттки. Рассмотрим сначала систему металл-вакуум. Минимальная энергия, которую необходимо передать электрону на уровне Ферми чтобы он покинул металл, называется работой выхода ϕ_m (ϕ_m измеряется в электронвольтах). Для типичных металлов величина ϕ_m колеблется в районе 2-6 эВ и чувствительна к загрязнению поверхности.

Электрон, который находится в условиях вакуума на некотором расстоянии x от поверхности металла, индуцирует на поверхности положительный заряд. Сила притяжения между электроном и этим индуцированным поверхностным зарядом равна по величине силе притяжения к эффективному положительному заряду $+q$, который называют зарядом изображения. Эта сила, которая также называется силой изображения, равна:

$$F = \frac{-q^2}{4\pi(2x)^2\epsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2},$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Работа, которую нужно совершить чтобы переместить электрон из бесконечности в точку x , равна:

$$W(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x},$$

Если в системе есть внешнее электрическое поле E , то потенциальная энергия электрона W_P будет равна сумме:

$$W_P(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + qEx \text{ эВ.}$$

Снижение барьера Шоттки $\Delta\phi$ и расстояние x_m , при котором величина потенциала

достигает максимума, определяется из условия $\frac{d[W_P(x)]}{dx} = 0$. Откуда находим:

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E}} \text{ см,}$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_0}} = 2Ex_m \text{ В.}$$

Из этих уравнений находим значение снижения барьера и расстояние: $\Delta\phi = 0,12 \text{ В}$, $x_m = 60 \text{ При } E = 105 \text{ 1/см}$ и $\Delta\phi = 1,2 \text{ В}$, $x_m = 10 \text{ При } E = 107 \text{ В/см}$. В результате, сильное электрическое поле вызывает значительное снижение барьера Шоттки. Вследствие этого эффективная работа выхода из металла для термоэлектронной эмиссии $\phi_{\text{эф}}$ уменьшается.

Полученные выше результаты могут быть перенесены на системы металл-полупроводник. В данном случае электрическое поле E заменяется полем в полупроводнике вблизи границы раздела (где он достигает своего максимального значения), а диэлектрическая проницаемость вакуума ϵ_0 заменяется диэлектрической проницаемостью полупроводника (ϵ_s), то есть:

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_s}}$$

Значение (ϵ_s) может отличаться от статической диэлектрической проницаемости полупроводника. Это связано с тем, что если время пролёта электрона от поверхности раздела металл-полупроводник в точку x_m (x_m — точка, где потенциальная энергия достигает своего максимального значения) меньше времени диэлектрической релаксации полупроводника, то последний не успевает поляризоваться. Поэтому экспериментальные значения диэлектрической проницаемости могут быть меньшими статической (низкочастотной) проницаемости. В кремнии эти величины практически совпадают между собой.

Эффективная диэлектрическая проницаемость $\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}$ для контакта золото-кремний определённая по результатам фотоэлектрических измерений. На практике имеем, что эффективная диэлектрическая проницаемость сил изображения находится в диапазоне 11,5 - 12,5. При $\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} = 12$ расстояние x_m меняется от 10 до 50 Å в диапазоне изменений электрического поля около $E = 10^3 - 10^5$ В/см. Если учесть, что скорость носителей около 10⁷ см/с, их время пролёта будет $10^{-14} - 5 \cdot 10^{-14}$ с. Оказывается, что диэлектрическая проницаемость, полученная при учёте силы изображения, близко к значений проницаемости (~12) для электромагнитного излучения соответствующих частот (с длиной волны 3-15 мкм). Поскольку диэлектрическая проницаемость кремния практически постоянна в диапазоне частот от нуля, соответствующей длине волны $\lambda = 1$, в пролёта электрона через обеднённый слой решётка успевает поляризоваться. Поэтому значения диэлектрической проницаемости, полученные в фотоэлектрических и оптических опытах, близки друг к другу. Германий и арсенид галлия имеют аналогичные частотные зависимости диэлектрической проницаемости. Поэтому можно предположить, что в случае этих полупроводников значение диэлектрической проницаемости, определяющего силы изображения, в указанном выше интервале полей примерно совпадает со статическими значениями.

Эффект Шоттки используется в полупроводниковой технике и реализован в т. н. диодах Шоттки, имеющих высокие частотные характеристики.

14. Термоэлектронный перетворювач енергії

термоэлектронный преобразователь энергии, термоионный преобразователь энергии, устройство для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую на основе явления термоэлектронной эмиссии (См. Термоэлектронная эмиссия). Простейший ТЭП состоит из двух электродов (катода, или эмиттера, и анода, или коллектора, изготовляемых из тугоплавких металлов, обычно Mo, Re, W), разделённых вакуумным промежутком (рис. 1). К эмиттеру от источника тепла подводится тепловая энергия, достаточная для возникновения заметной термоэлектронной эмиссии с поверхности металла. Электроны, преодолевая межэлектродное пространство (несколько десятых долей мм), попадают на поверхность коллектора, создавая на нём избыток отрицательных зарядов и увеличивая его отрицательный потенциал. Если непрерывно обеспечивать подвод тепла к эмиттеру и соответствующее охлаждение коллектора (который получает тепло от достигающих его электронов), то во внешней цепи будет поддерживаться электрический ток и таким образом совершаться работа. Так как ТЭП представляет собой по существу тепловую машину, рабочим телом которой служит «электронный газ» (электроны «испаряются» с эмиттера — нагревателя и «конденсируются» на коллекторе — холодильнике), то КПД ТЭП не может превосходить КПД Карно цикла.

Напряжение, развиваемое ТЭП (0,5— 1 в), — порядка контактной разности потенциалов (См. Контактная разность потенциалов), но меньше её на величину падения напряжения на межэлектродном зазоре и потерь напряжения на коммутационных проводах (рис. 2). Максимальная плотность тока, генерируемого ТЭП, ограничена эмиссионной способностью эмиттера и может достигать нескольких десятков а 1 см² поверхности. Для получения оптимальных величин работы выхода (См. Работа выхода) эмиттера (2,5—2,8 эв) и коллектора (1,0—1,7 эв) и для компенсации объёмного заряда электронов, образующегося вблизи электродов, в зазор между ними обычно вводят легко ионизируемые пары Cs. Положительные ионы цезия образуются при столкновении атомов Cs с быстрыми и тепловыми электронами как на горячем катоде (Поверхностная ионизация), так и в межэлектродном объёме (вследствие либо однократного соударения атомов Cs с быстрыми и тепловыми электронами, либо ступенчатой ионизации, при которой в результате 1-го соударения с электроном атом Cs переходит в возбуждённое состояние, а

при последующих — ионизируется). В последнем случае ТЭП работает в так называемое дуговое режиме — наиболее употребительном. При используемых в современных ТЭП температурах электродов (1700—2000 К на катоде и 800—1100 К на аноде) их удельная мощность (в расчёте на 1 см² поверхности катода) достигает десятков Вт, а КПД может превышать 20%.

По роду источника тепла различают ядерные (реакторные и радиоизотопные), солнечные и газопламенные ТЭП. В ядерных ТЭП используется тепло, выделяющееся в результате реакции ядерного деления (в реакторных ТЭП) или распада радиоактивного изотопа (в радиоизотопных). В 1970 в СССР создан первый в мире термоэмиссионный преобразователь-реактор «Топаз» электрической мощностью около 10 кВт. В солнечных ТЭП нагрев эмиттера осуществляется за счёт тепловой энергии солнечного излучения (с применением Гелиоконцентраторов). Газопламенные ТЭП работают на тепле, выделяющемся при сжигании органического топлива.

Важные преимущества ТЭП по сравнению с традиционными электромашинными преобразователями — отсутствие в них движущихся частей, компактность, высокая надёжность, возможность эксплуатации без систематического обслуживания. В настоящее время (середина 70-х гг.) достигнут ресурс непрерывной работы одиночного ТЭП свыше 40000 ч. Перспективно использование ТЭП в качестве высокотемпературного звена многоступенчатых преобразователей энергии, например, в сочетании с термоэлектрическими преобразователями, работающими при более низких температурах. В СССР, США, Франции и ряде др. стран ведутся интенсивные работы по созданию ТЭП, пригодных для массового промышленного использования.

Лит.: Елисеев В. Б., Пятницкий А. П., Сергеев Д. И., Термоэмиссионные преобразователи энергии, М., 1970; Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, М., 1973; Технология термоэмиссионных преобразователей. Справочник, под ред. С. В. Рябикова, М., 1974.

Н. С. Лидоренко.

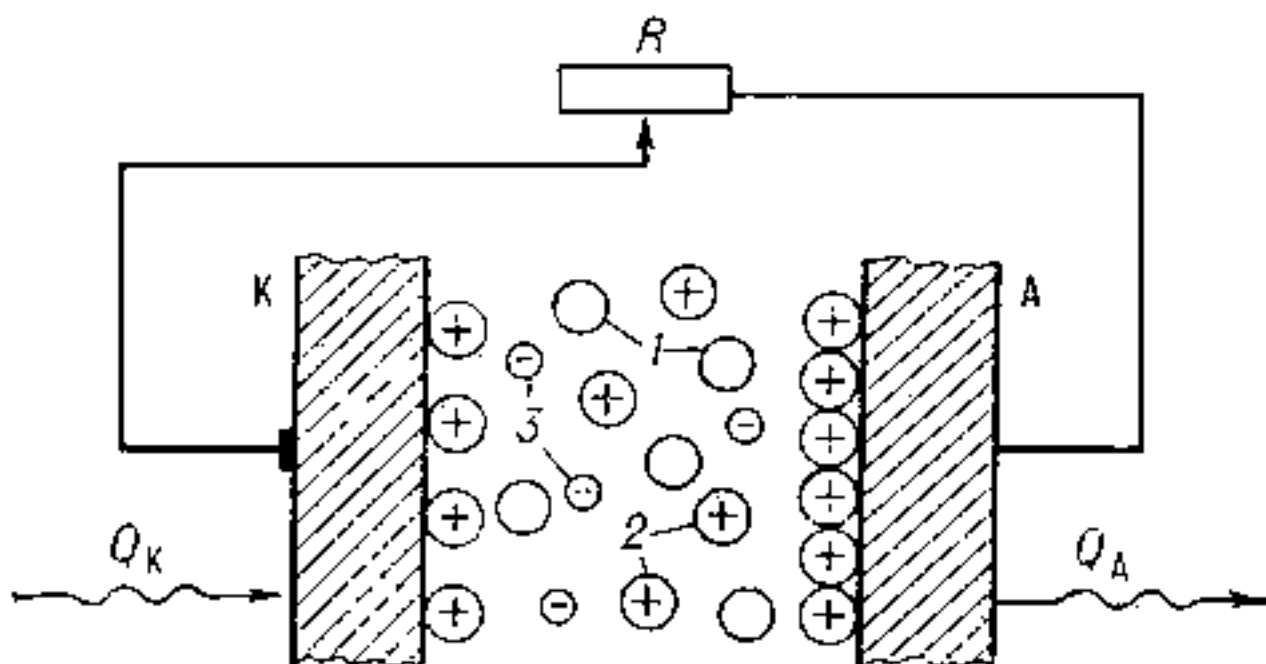


Рис. 1. Схема термоэмиссионного преобразователя: К — катод, или эмиттер; А — анод, или коллектор; R — внешняя нагрузка; Q_K — тепло, подводимое к катоду; Q_A — тепло, отводимое от анода; 1 — атомы цезия; 2 — ионы цезия; 3 — электроны.

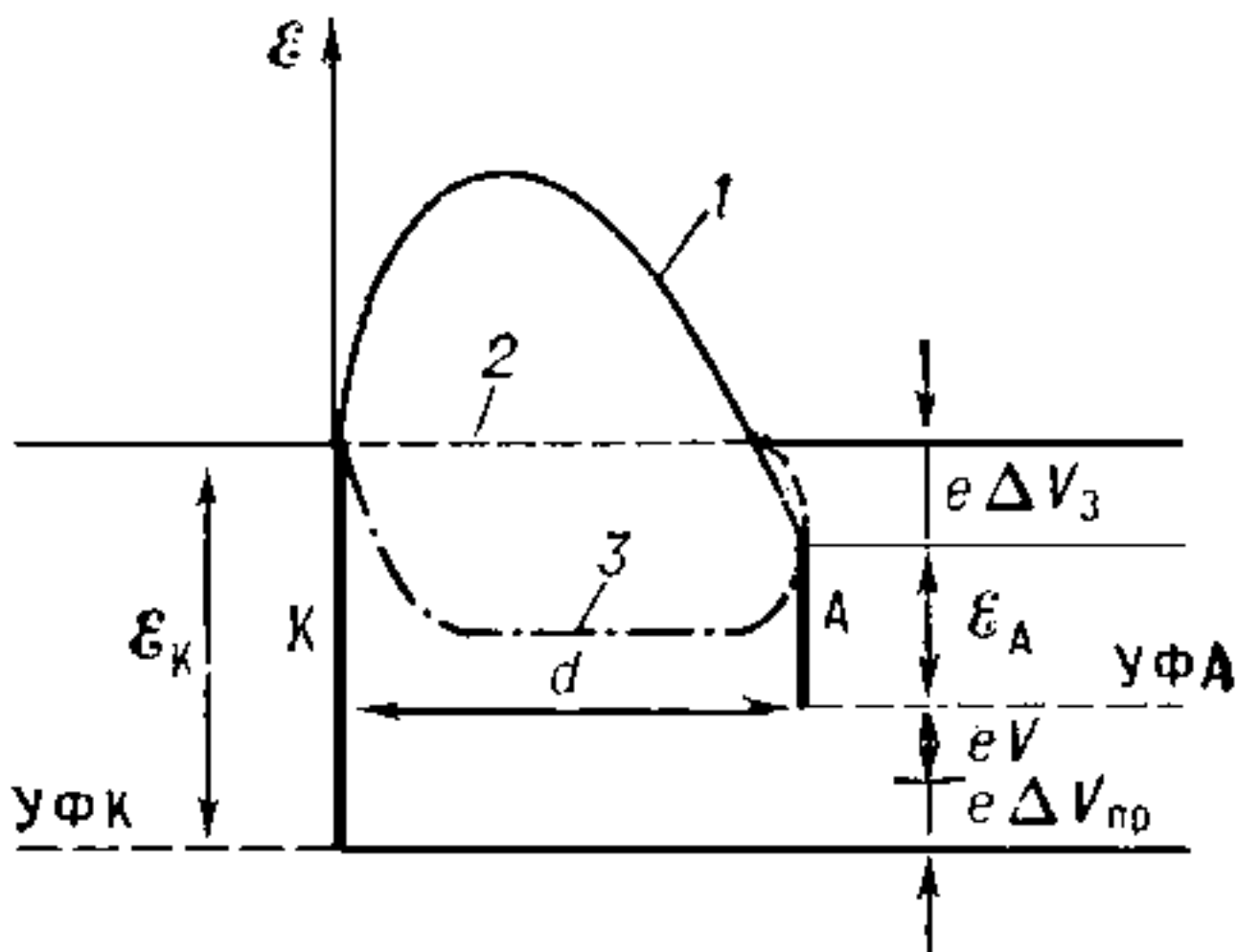


Рис. 2. Распределение потенциальной энергии электронов в межэлектродном зазоре при недостаточной концентрации ионов цезия (1), в условиях компенсации объёмного заряда (2) и в дуговом режиме (3): УФК и УФА — уровни Ферми катода (эмиттера) и анода (коллектора); E — энергия; E_K и E_A — работа выхода катода и анода; ΔV_3 , $\Delta V_{\text{пр}}$ и V — падение напряжения соответственно на межэлектродном зазоре, на коммутационных приводах и во внешней цепи; e — заряд электрона; d — межэлектродное расстояние.

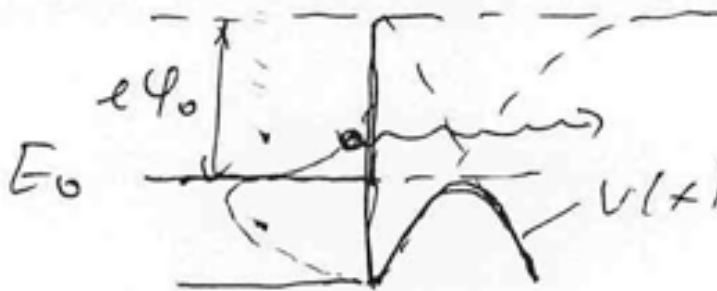
15. Автоелектронна емісія. Прозорість бар'єру. Енергетичний спектр авто електронів. Експериментальні дослідження.

Автоелектронною емісією називається емісія електронів, яка обумовлена сильним електричним полем у поверхні твердого тіла. Цю емісію, ще називають холодною емісією, електростатичною емісією, тунельною емісією.

При розгляданні впливу на термоелектронну емісію зовнішнього електричного поля ми встановили, що це поле зменшує потенціальний бар'єр катоду на величину $\Delta E = e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}$. Робота виходу при цьому стає меншою й тому емісійний струм зростає

$$j_{\varepsilon} = j_0 e^{\frac{e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}}{kT}} = j_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}$$

Зрозуміло, що при напруженості поля $\varepsilon \gg 10^6 \text{ В/м}$ потенціальний бар'єр може понизитись настільки, що його вершина зрівняється з рівнем Фермі. При цьому повинна бути дуже значна електронна емісія, навіть при холодному металі. Згідно з теорією Шотткі критична напруженість поля, при якій це може мати місце, визначається з попереднього рівняння для ΔE після заміни ΔE на $e\phi$: $\varepsilon_{кр} = \frac{(e\phi)^2}{e^3}$ (1)



Тоді, наприклад, для W, якій має $e\phi = 4.52 \text{ eV}$, $\varepsilon_{крит} = 10^{10} \text{ В/см}$. Практика ж показує, що реально значна автоелектронна емісія відбувається вже при напруженості поля $(10^8 - 10^9) \text{ В/см}$. Тобто, на один-два порядки менших полях.

Це розходження можна пояснити тим, що в теорії Шотткі некоректно розглядається звуження потенційного бар'єру під впливом зовнішнього

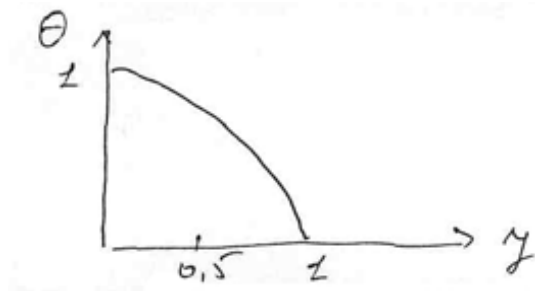
електричного поля. Тобто теорія Шотккі не враховує можливості здійснення тунелювання.

Набагато краще з цим завданням справилася теорія Фаулера – Нордгейма, яка дозволила отримати наступний вираз для густини струму автоелектронної емісії:

$$j_E = B \frac{E^2}{\varphi_0} e^{\left[-S \frac{\varphi_0}{\varepsilon} \theta(y) \right]} \quad (2)$$

де φ_0 - робота виходу твердого тіла без врахування її зниження зовнішнім

полем по Шотткі, $B = \frac{e^2}{8\pi m}$, $S = \frac{8\pi}{3} \frac{(2m)^{1/2}}{h}$, $\theta(y)$ - функція Нордгейма, яка ним табульована. Графік цієї функції має вигляд



$y = \frac{\sqrt{e\varepsilon}}{\varphi_0} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}$ - це відношення зниження роботи виходу по Шотткі до роботи виходу катода.

Слід зауважити, що формула (2) для j_E строго описує явище термоелектронної емісії тільки для $T=0$ К. Якщо температура катода мала, наприклад, кімнатна, тобто, коли $kT \ll \varphi_0$, теплове збудження електронів лише трохи розмиває границю Фермі.

При достатньо високих температурах, коли струм термоелектронів наближається до значення струму авто електронів, емісія стає термоавтоелектронною.

6.1. Прозрачность потенциального барьера при туннельном прохождении электронов

При рассмотрении явления термоэлектронной эмиссии уже анализировалось прохождение квантовой микрочастицы с энергией W потенциальной ступеньки высотой U . Движение частицы вдоль оси x описывалось с помощью волнового уравнения Шредингера для областей I и II (формулы (3.17) и (3.19), рис. 3.3). Затем было найдено общее решение уравнений Шредингера в виде:

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}, \quad (x \leq 0) \quad (6.1, a)$$

$$\Psi_2(x) = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}, \quad (x \geq 0) \quad (6.1, б)$$

где

$$k_1 = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m_e W}, \quad (6.2, a)$$

$$k_2 = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m_e (W - U)} - \quad (6.2, б)$$

волновые числа.

Как уже обсуждалось в главе 3, особенностью термоэлектронной эмиссии является прохождение потенциальной ступеньки микрочастицей с энергией $W > U$ (случай «низкого» барьера, положение 2 микрочастицы на рис. 6.1). В случае туннельной эмиссии нас будет интересовать обратная ситуация, когда $W < U$, т.е. когда имеет место «высокий» барьер (положение 1 микрочастицы на рис. 6.1). Из (6.2, б) следует, что при $W < U$ волновое число k_2 становится мнимым. Запишем его в виде:

$$k_2 = ik, \quad (6.3)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m_e (U - W)}, \quad (6.4)$$

и теперь k – действительное число.

Теперь функции Ψ_1 и Ψ_2 приобретают следующий вид:

$$\Psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}, \quad (6.5, a)$$

$$\Psi_2 = A_2 e^{-kx}. \quad (6.5, б)$$

Как и ранее, принимаем $A_1 = 1$ и $B_2 = 0$. Так как в (6.5, б) величина $A_2 \neq 0$, то имеется отличная от нуля вероятность проникновения микрочастицы на некоторую глубину x в область II. Эта вероятность пропорциональна квадрату модуля волновой функции Ψ_2 :

$$P = |\Psi_2|^2 = A_2^2 \cdot \exp(-2kx) = A_2^2 \cdot \exp\left[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m_e(U-W)} \cdot x\right]. \quad (6.6)$$

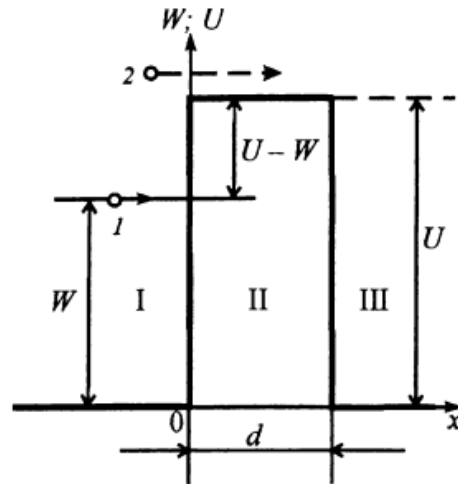


Рис. 6.1. К пояснению прохождения микрочастицей потенциального порога

Наличие этой вероятности делает возможным прохождение (просачивание) микрочастиц сквозь потенциальный барьер конечной толщины d , за которым следует область III с тем же потенциалом, что и область I. Такое просачивание получило название *туннельного эффекта*. В соответствии с выражением (6.6), коэффициент прозрачности такого барьера можно записать в виде:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m_e(U-W)} \cdot d\right], \quad (6.7)$$

где $D_0 = 1$ – коэффициент прозрачности при $d = 0$. Далее, примем, что отражения микрочастиц на границе областей II и III не происходит, т.е. частицы, по-

следует область III с тем же потенциалом, что и область I. Такое просачивание получило название *туннельного эффекта*. В соответствии с выражением (6.6), коэффициент прозрачности такого барьера можно записать в виде:

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m_e(U-W)} \cdot d \right], \quad (6.7)$$

где $D_0 = 1$ – коэффициент прозрачности при $d = 0$. Далее, примем, что отражения микрочастиц на границе областей II и III не происходит, т.е. частицы, подошедшие к границе областей II и III, не возвращаются назад, а образуют поток, переходящий в потенциальную яму III. С учетом этого, можно по формуле (6.7) найти коэффициент прозрачности D , задавшись массой m и энергией W микрочастицы, толщиной барьера d и его высотой U . В табл. 6.1 приведены величины коэффициента прозрачности D для электронов, рассчитанные для случая потенциального выступа высотой $U - W = 5$ эВ и толщиной d . Из этой таблицы следует, что барьеры атомных толщин имеют достаточно высокую прозрачность. Сквозь барьер протекает электронный ток, сила которого очень быстро убывает с возрастанием ширины барьера. Можно сказать, что скольконибудь заметный ток туннелирующих электронов возникает лишь в случае, когда ширина барьера сравнима с размерами атомов. Существенно отметить, что электроны, прошедшие сквозь барьер туннельным способом, *не совершают работы* и, значит, *их энергия в результате акта туннельного просачивания не изменяется*.

Из формулы (6.7) также следует, что туннельный эффект практически может быть замечен только для частиц с очень малой массой. Убедимся в этом на примере: $d = 0,1$ нм, $U - W = 5$ эВ. В этом случае для электрона коэффициент прозрачности $D_e = 0,1$, а для протона $D_p = e^{-100} \approx 0$.

Энергетический спектр автоэмиссионных электронов. Изучение энергетического спектра автоэмиссионных электронов является одним из надежных примеров строгой проверки квантово-механической природы туннельного перехода электронов сквозь потенциальный барьер. На рис. 6.10, а представлено распределение электронов по энергиям в металле при $T = 0$ (распределение Ферми) и показан потенциальный барьер. Очевидно, что, пользуясь выражением (6.17), можно достаточно точно рассчитать вероятность туннелирования сквозь барьер электронов с разных энергетических уровней и затем сравнить теоретическое распределение числа прошедших барьер электронов в зависи-

мости от их энергии с экспериментально измеренным энергетическим спектром электронов.

На рис. 6.10, б, в показано теоретическое распределение прошедших барьер электронов для катода из W при $T = 0$ К и экспериментально измеренный Мюллером энергетический спектр электронов для катода из W, находящегося при температуре жидкого гелия ($T = 4,2$ К). Видно, что большая часть электронов действительно туннелирует с уровней, близких к уровню Ферми. Полуширина кривой распределения при этом составила $\sim 0,14$ эВ. Однако увеличение температуры катода до комнатной ($T = 300$ К) привело к увеличению полуширины кривой распределения до $\sim 0,22$ эВ. Это, очевидно, связано с тепловым возбуждением электронов. Таким образом, исследования энергетических спектров автоэмиссионных электронов хорошо подтвердили квантово-механическую природу автоэлектронной эмиссии.

6.3. Экспериментальное исследование автоэлектронной эмиссии

Для экспериментального изучения закономерностей автоэлектронной эмиссии обычно используют катоды в виде острия из тугоплавких металлов. Эксперименты проводят в условиях сверхвысокого вакуума.

Почему необходим катод в виде острия? Использование острия с субмикронным радиусом его вершины позволяет достичь на вершине высокой напряженности внешнего электрического поля при приемлемой величине приложенного между катодом и анодом напряжения. Рассмотрим типичную геометрию электродной системы – катод-острие с радиусом вершины r_k и полый

анод в виде сферы радиусом $R_a \gg r_k$ (рис. 6.7). Для такой системы электродов, пользуясь законами электростатики, можно легко вычислить напряженность электрического поля на вершине катода:

$$E = \frac{2U}{r_k \ln\left(\frac{R_a}{r_k}\right)} = K_\phi U, \quad (6.27)$$

где K_ϕ – коэффициент формы острия. Если $r_k = 10^{-5}$ см, а $R_a = 10$ см, то $\ln(R_a/r_k) \approx 13,8$. Тогда при $U = 2 \cdot 10^3$ В, $E \approx 3 \cdot 10^7$ В/см. Причем из (6.27) следует, что при $r_k \ll R_a$ форма анода практически не влияет на величину поля E .

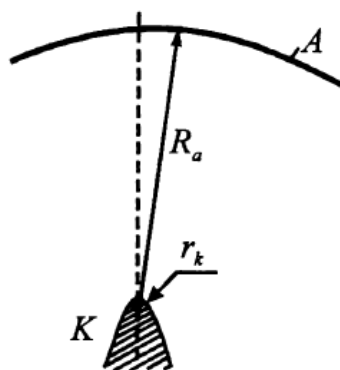


Рис. 6.7. К пояснению типичной геометрии прибора для изучения закономерностей автоэлектронной эмиссии

Почему необходим катод из тугоплавкого материала? Для того чтобы иметь возможность прогреть катод до высоких температур (~ 2000 К) в глубоком вакууме и, тем самым, очистить рабочую поверхность катода от адсорбированных газов и загрязнений, которые изменяют работу выхода и профиль потенциального барьера.

Почему необходим сверхвысокий вакуум? Для того чтобы при проведении эмиссионных измерений на поверхности катода не адсорбировались газы и пары, присутствующие в остаточной атмосфере и на стенках вакуумного прибора.

В 1943 г. для исследований автоэлектронной эмиссии американский ученый Мюллер предложил использовать электронный проектор. Такой прибор в максимальной степени позволяет анализировать процессы, характеризующие автоэлектронную эмиссию. Схема проектора приведена на рис. 6.8.

Катод изготавливают в виде иглы из отрезка проволоки тугоплавкого металла (обычно из W, Mo, Re, Ta), заостряя ее электрохимическим методом. Обычно без особого труда удастся получить иглу с радиусом вершины $\sim 10^{-5}$ см. Катод приваривают к проволочной дужке (из W), дужку предварительно приваривают

к выводам из толстой проволоки, предназначенным для подачи напряжения накала с целью прогрева дужки и катода. Анод изготавливают из проволоки в виде кольца (или из сетки). Обычно прибор делают из стекла. На внутреннюю поверхность стекла наносят прозрачное проводящее покрытие, которое электрически соединено с анодом. На покрытие наносят люминофор, это позволяет наблюдать различие в интенсивности эмиссии электронов разными гранями монокристаллов. Для анализа энергетического спектра эмитированных электронов часть пучка электронов может выводиться в энергоанализатор через маленькое отверстие в колбе. Измеряя с высокой точностью прикладываемое напряжение и ток эмиссии, исследуют зависимость $i_e = f(U)$. В собранном приборе обязательно поддерживают сверхвысокий вакуум.

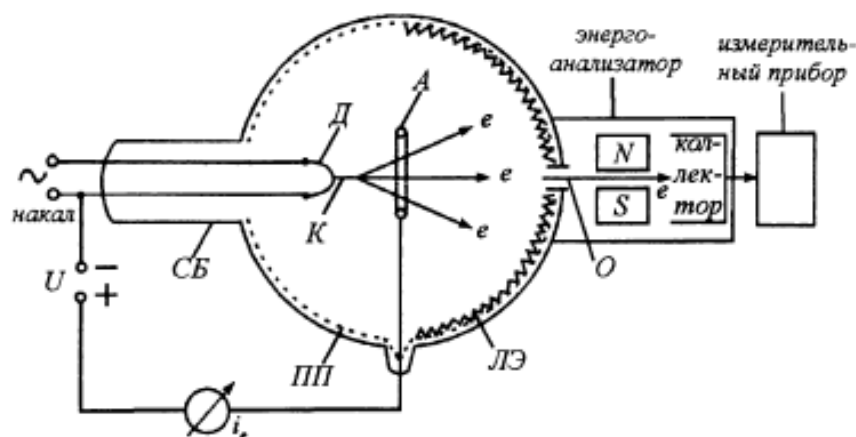


Рис. 6.8. Схема проектора Мюллера. K – автоэмиссионный катод; A – анод в виде кольца; D – дужка для крепления катода; $СБ$ – стеклянный баллон; $ПП$ – проводящее покрытие; $ЛЭ$ – люминесцентный экран; O – отверстие для вывода части электронного пучка в энергоанализатор

Экспериментальное изучение автоэлектронной эмиссии предусматривает проверку зависимостей $j_e(E)$, $j_e(\phi)$, анализ энергетического спектра эмитированных электронов, зависимости $j_e(T)$, анализ эмиссионных изображений. Отметим, что проверка правильности теории автоэлектронной эмиссии одновременно является одним из экспериментальных доказательств волновой природы электрона.

Проверка зависимости $j_e(E)$. Диапазон рабочих значений напряженности электрического поля для автоэлектронной эмиссии составляет $10^6 \div 10^8$ В/см. При $E < 10^6$ В/см прозрачность барьера уже так мала, что реально измерить ток автоэлектронной эмиссии не удастся. При полях $E > 10^7$ В/см измерения приходится выполнять с использованием мили- и даже микросекундных импульсов напряжения в силу омического нагрева вершины катода протекающим автоэмиссионным током. А при $E > 5 \cdot 10^7$ В/см уже приходится использовать только импульсы наносекундной длительности. Это связано с тем, что при та-

ких значениях поля E величина плотности тока j_e достигает $\sim 10^8$ А/см² и вершина острия под действием тока успевает нагреваться до высоких температур.

Отметим важное обстоятельство. На опыте непосредственно измеряют не плотность тока j_e и напряженность электрического поля на вершине острия E , а полный эмиссионный ток i_e и прикладываемое напряжение U . Но ток $i_e = j_e S_e$, где $S_e = r_k^2$ – условная площадь эмитирующей поверхности острия, а напряженность поля $E = K_\phi U$ (выражение (6.27)). Поэтому экспериментально измеряемая зависимость $\lg(i/U^2) = f(1/U)$ также должна быть линейной. Действительно, пользуясь выражением (6.26), получим:

$$\ln \frac{j_e S}{K_\phi^2 U^2} = \ln A - \frac{B\Theta(y)}{K_\phi U}. \quad (6.28)$$

Результаты многочисленных экспериментальных исследований автоэлектронной эмиссии подтверждают линейный ход зависимости $\lg(i/U^2) = f(1/U)$ в широком диапазоне значений электрического поля E (рис. 6.9). Это свидетельствует о том, что теория Фаулера – Нордгейма в принципе верна.

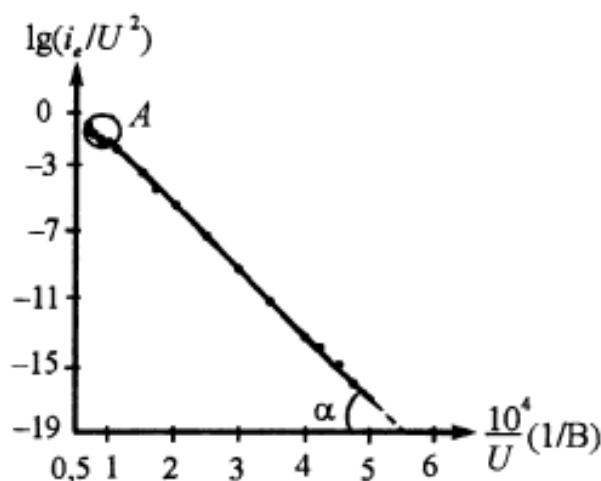


Рис. 6.9. Типичная вольтамперная характеристика автоэлектронной эмиссии

Следует отметить, что при очень больших величинах электрического поля E наблюдается заметное отклонение зависимости $\lg(i/U^2) = f(1/U)$ от линейности (область A на рис. 6.9). Это отклонение обусловлено влиянием объемного заряда эмитированных электронов на реальную величину напряженности поля у вершины катода. Поле объемного заряда подавляет внешнее электрическое поле, поэтому нелинейный в данных координатах участок вольтамперной характеристики подчиняется закону «степени 3/2».

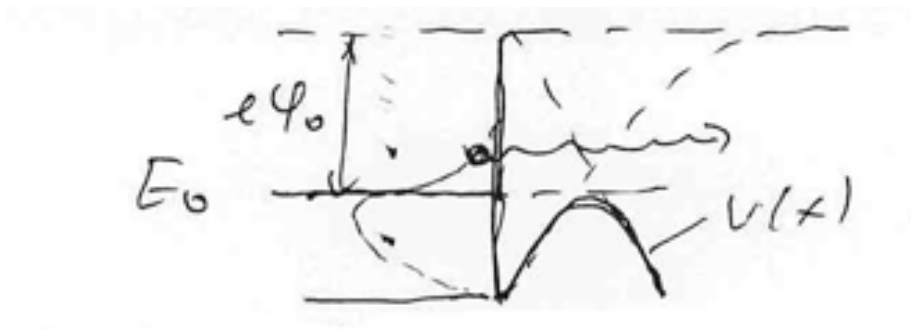
16. Теорія АЕЕ металів. Густина струму авто електронів.

Автоелектронною емісією називається емісія електронів, яка обумовлена сильним електричним полем у поверхні твердого тіла. Цю емісію, ще називають холодною емісією, електростатичною емісією, тунельною емісією.

При розгляданні впливу на термоелектронну емісію зовнішнього електричного поля ми встановили, що це поле зменшує потенціальний бар'єр катоду на величину $\Delta E = e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}$. Робота виходу при цьому стає меншою й тому емісійний струм зростає

$$j_{\varepsilon} = j_0 e^{\frac{e^{3/2} \sqrt{\varepsilon}}{kT}} = j_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}$$

Зрозуміло, що при напруженості поля $\varepsilon \gg 10^6 \text{ В/м}$ потенціальний бар'єр може понизитись настільки, що його вершина зрівняється з рівнем Фермі. При цьому повинна бути дуже значна електронна емісія, навіть при холодному металі. Згідно з теорією Шотткі критична напруженість поля, при якій це може мати місце, визначається з попереднього рівняння для ΔE після заміни ΔE на $e\phi$: $\varepsilon_{кр} = \frac{(e\phi)^2}{e^3}$ (1)



Тоді, наприклад, для W, якій має $e\phi = 4.52 \text{ eV}$, $\varepsilon_{крит} = 10^{10} \text{ В/см}$. Практика ж показує, що реально значна автоелектронна емісія відбувається вже при напруженості поля $(10^8 - 10^9) \text{ В/см}$. Тобто, на один-два порядки менших полях.

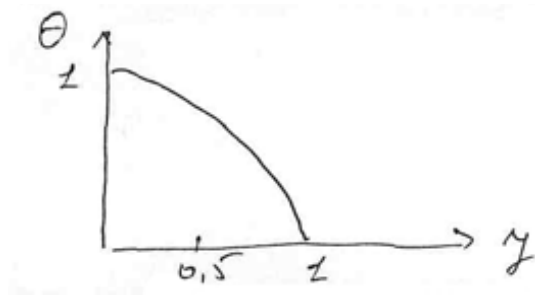
Це розходження можна пояснити тим, що в теорії Шотткі некоректно розглядається звуження потенційного бар'єру під впливом зовнішнього електричного поля. Тобто теорія Шотткі не враховує можливості здійснення тунелювання.

Набагато краще з цим завданням справилася теорія Фаулера – Нордгейма, яка дозволила отримати наступний вираз для густини струму автоелектронної емісії:

$$j_E = B \frac{E^2}{\varphi_0} e^{\left[-S \frac{\varphi_0}{\varepsilon} \theta(y) \right]} \quad (2)$$

де φ_0 - робота виходу твердого тіла без врахування її зниження зовнішнім

полем по Шотткі, $B = \frac{e^2}{8\pi m}$, $S = \frac{8\pi}{3} \frac{(2m)^{1/2}}{h}$, $\theta(y)$ - функція Нордгейма, яка ним табульована. Графік цієї функції має вигляд



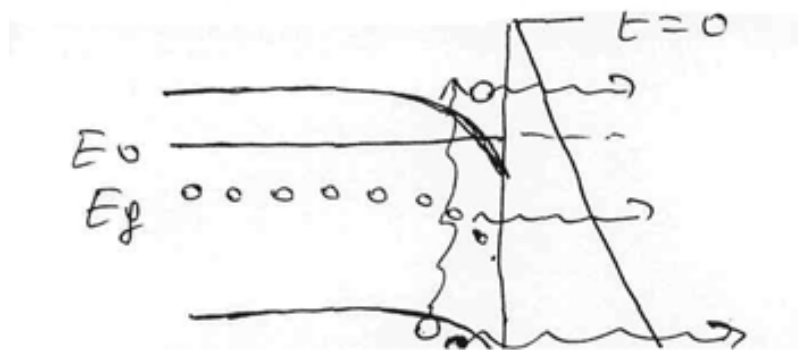
$y = \frac{\sqrt{e\varepsilon}}{\varphi_0} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}$ - це відношення зниження роботи виходу по Шотткі до роботи виходу катоду.

Слід зауважити, що формула (2) для j_E строго описує явище термоелектронної емісії тільки для $T=0$ К. Якщо температура катоду мала, наприклад, кімнатна, тобто, коли $kT \ll \varphi_0$, теплове збудження електронів лише трохи розмиває границю Фермі.

При достатньо високих температурах, коли струм термоелектронів наближається до значення струму авто електронів, емісія стає термоавтоелектронною.

Для напівпровідників автоелектронна емісія має свої особливості, які пов'язані, головним чином, з виникненням у них внутрішнього електричного поля. Це відбувається за рахунок проникнення зовнішнього електричного поля в приповерхневий шар напівпровідника. Ми вже знаємо, що ця глибина проникнення поля визначається радіусом екранування Дебая-Гюккеля L_D . Результатом є вигинання зон, тобто зміна енергетичного розподілення електронів в зоні провідності, а також на

донорних рівнях. При сильних полях рівень Фермі може бути вище дна зони провідності і на границі твердого тіла з вакуумом (див. рис.) при цих полях можлива ударна іонізація електронів валентної зони, які завдяки цьому і потрапляють у зону провідності. Якщо потенціальний бар'єр дуже вузький, то буде тунелювання електронів і з рівня донорів, і з валентної зони (див.рис.).



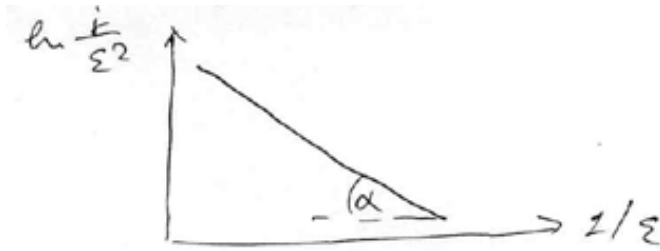
Як бачимо, механізм автоелектронної емісії з напівпровідників набагато складніший ніж з металів. Тому до нашого часу немає повної фізичної теорії цієї емісії.

Експериментальне вивчення автоелектронної емісії – це дослідження залежностей $j = f(\varepsilon)$, $j_E = f(\varphi_0)$, а також $j_E = f(T)$. Було проведено багато роботи і по вивченню енергетичного спектру автоелектронів. Але найбільше робіт присвячено дослідженню залежності $j = f(\varepsilon)$.

Формулу Фаулера-Нордгейма можна переписати, трохи її спростивши:

$$j_{\varepsilon} = C \varepsilon^2 e^{-\frac{A}{\varepsilon}}$$

де A, C – константи, які залежать від роботи виходу емітера. Далі робимо так: $\ln \frac{j}{\varepsilon^2} = \ln C - \frac{A}{\varepsilon}$. Зверніть увагу на те, що ця формула дуже схожа по структурі з формулою, яка застосовується в методі прямих Річардсона.



6.2. Уравнение для плотности тока автоэлектронной эмиссии

Формулу для вычисления плотности тока автоэлектронной эмиссии можно записать по аналогии с выражением для плотности тока термоэмиссионной эмиссии:

$$j_e = e \int_0^{v_x = (2W_x/m_e)^{1/2}} D_{W_x} dv_{v_x}, \quad (6.19)$$

где dv_{v_x} – число электронов, попадающих изнутри металла на 1 см^2 поверхности эмиттера за 1 секунду и имеющих скорости в направлении x в пределах от v_x до $v_x + dv_x$. Как было показано в главе 4, при условии, что составляющие скорости v_y и v_z не претерпевают изменений при проходе электрона через барьер, выражение для dv_{v_x} принимает вид:

$$dv_{v_x} = \frac{4\pi m_e^2 kT}{h^3} v_x \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{m_e}{2kT} (v_F^2 - v_x^2) \right] \right\} dv_x. \quad (6.20)$$

Теория Фаулера – Нордгейма основана на предположении, что температура катода равна абсолютному нулю ($T = 0 \text{ К}$). Обозначим содержимое квадратных скобок в (6.20) через z . Тогда при приближении $T \rightarrow 0$ и условии $v_x < v_F$ величина $\exp[z] \gg 1$. При этом $\ln(1 + e^z) \approx z + \dots$ и выражение (6.20) преобразуется:

$$dv_{v_x} = \frac{2\pi m_e^3}{h^3} v_x (v_F^2 - v_x^2) dv_x. \quad (6.21)$$

Теперь подставим в (6.19) выражение (6.17) для D_{W_x} , заменяя в нем $W_x = \frac{m_e v_x^2}{2}$, и выражение (6.21) для dv_{v_x} . Тогда получим:

$$j_e = e \frac{2\pi m_e^3}{h^3} \int_0^{(2W_F/m_e)^{1/2}} v_x (v_F^2 - v_x^2) \exp \left\{ -\frac{8\pi\sqrt{2m_e}}{3ehE} \Theta(y) \left(W_a - \frac{m_e v_x^2}{2} \right)^{3/2} \right\} dv_x. \quad (6.22)$$

Интегрирование ведется в пределах от $v_x = 0$ до $v_{x\max} = v_F = (2W_F/m_e)^{1/2}$, так как W_F — максимальная энергия электронов в металле при $T = 0$. Результат интегрирования таков:

$$j_e = \frac{e^2}{8\pi h} \frac{E^2}{e\phi} \exp \left\{ -\frac{8\pi\sqrt{2m_e}}{3eh} \frac{(e\phi)^{3/2}}{E} \Theta(y) \right\}. \quad (6.23)$$

Подставляя численные значения констант и выражая $[e\phi] = \text{эВ}$, $[E] = \text{В/см}$ и $[j] = \text{А/см}^2$, получим:

$$j_e = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{e\phi} \exp \left[-\frac{6,85 \cdot 10^7 (e\phi)^{3/2}}{E} \Theta(y) \right]. \quad (6.24)$$

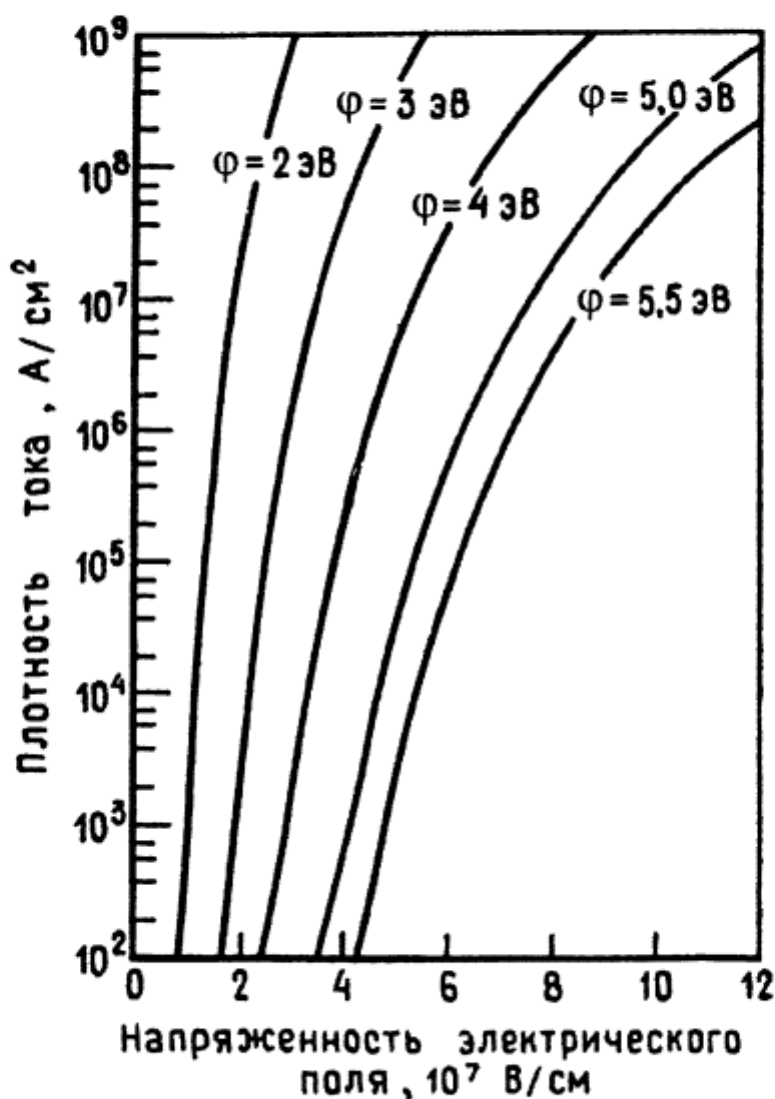


Рис. 6.6. Зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии от напряженности электрического поля на катоде при различных значениях работы выхода

Рисунок 6.6 дает представление о потенциальных возможностях автоэлектронной эмиссии. Наблюдается резкий рост плотности тока с увеличением напряженности электрического поля на катоде и уменьшением работы выхода материала катода. Так, например, при поле $E = 6,5 \cdot 10^7$ В/см и работе выхода $e\phi = 4,5$ эВ величина плотности тока $j_e \approx 10^7$ А/см², хотя при этом коэффициент прозрачности весьма мал ($D \approx 3,3 \cdot 10^{-6}$). Таким образом, автоэлектронная эмиссия может обеспечивать огромные плотности тока! Это подтвердилось многочисленными экспериментами.

Из формулы (6.24) следует, что автоэлектронная эмиссия зависит от электрического поля таким же образом, как термоэлектронная эмиссия от температуры, то есть автоэлектронная эмиссия чрезвычайно чувствительна к величине электрического поля. В случае термоэлектронной эмиссии зависимость $\lg \frac{j_e}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ представляет собой прямую линию. В данном же случае зависимость $\lg \frac{j_e}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$ фактически также представляет собой прямую линию.

Введем обозначения:

$$A = \frac{1,54 \cdot 10^{-6}}{e\phi}, B = 6,83 \cdot 10^9 (e\phi)^{3/2}.$$

Тогда имеем:

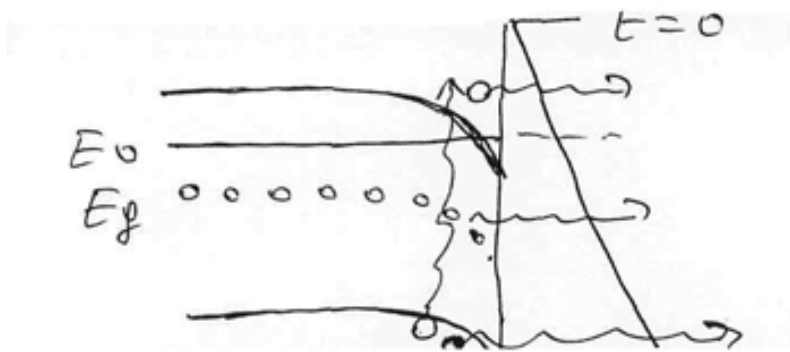
$$j_e = AE^2 \cdot e^{\frac{B \cdot \Theta(y)}{E}}, \quad (6.25)$$

$$\ln \frac{j_e}{E^2} = \ln A - \frac{B \Theta(y)}{E}. \quad (6.26)$$

Отклонения от прямой в выражении (6.26) вызываются наличием в показателе экспоненты функции $\Theta(y)$. Но обычно в пределах экспериментально реализуемых электрических полей величина $\Theta(y)$ меняется очень слабо.

17. Особливості АЕЕ з напівпровідників. Відмінність від металів

Для напівпровідників автоелектронна емісія має свої особливості, які пов'язані, головним чином, з виникненням у них внутрішнього електричного поля. Це відбувається за рахунок проникнення зовнішнього електричного поля в приповерхневий шар напівпровідника. Ми вже знаємо, що ця глибина проникнення поля визначається радіусом екранування Дебая-Гюккеля L_D . Результатом є вигинання зон, тобто зміна енергетичного розподілення електронів в зоні провідності, а також на донорних рівнях. При сильних полях рівень Фермі може бути вище дна зони провідності і на границі твердого тіла з вакуумом (див. рис.) при цих полях можлива ударна іонізація електронів валентної зони, які завдяки цьому і потрапляють у зону провідності. Якщо потенціальний бар'єр дуже вузький, то буде тунелювання електронів і з рівня донорів, і з валентної зони (див.рис.).



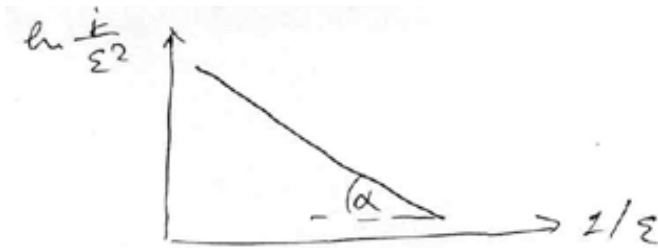
Як бачимо, механізм автоелектронної емісії з напівпровідників набагато складніший ніж з металів. Тому до нашого часу немає повної фізичної теорії цієї емісії.

Експериментальне вивчення автоелектронної емісії – це дослідження залежностей $j = f(\varepsilon)$, $j_E = f(\phi_0)$, а також $j_E = f(T)$. Було проведено багато роботи і по вивченню енергетичного спектру автоелектронів. Але найбільше робіт присвячено дослідженню залежності $j = f(\varepsilon)$.

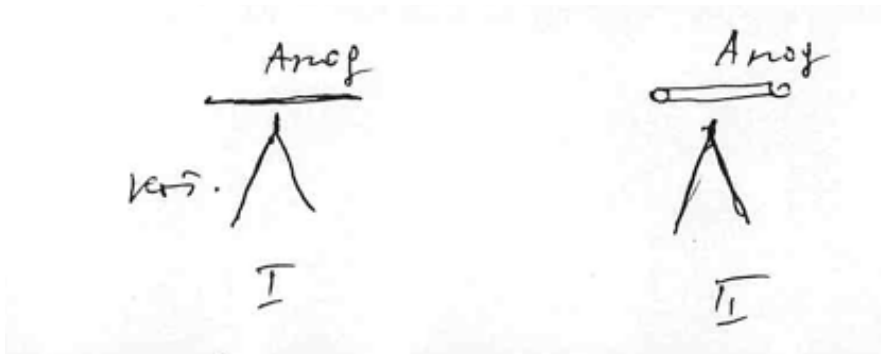
Формулу Фаулера-Нордгейма можна переписати, трохи її спростивши:

$$j_\varepsilon = C \varepsilon^2 e^{-\frac{A}{\varepsilon}}$$

де A, C – константи, які залежать від роботи виходу емітера. Далі робимо так: $\ln \frac{j}{\varepsilon^2} = \ln C - \frac{A}{\varepsilon}$. Зверніть увагу на те, що ця формула дуже схожа по структурі з формулою, яка застосовується в методі прямих Річардсона.



Вивчення автоелектронної емісії проводять в таких пристроях:



Крім того, в звичайному вакуумному діоді. Радіус кривини вістря можна довести до сотень $\overset{0}{A}$. Але це не проста задача. Досить легко можна отримати $r = 10^{-5} \text{ см}$. Тоді навіть при $U = (10^3 - 10^4) \text{ В}$ $\varepsilon = (10^8 - 10^9) \frac{\text{В}}{\text{см}}$. Часто доводиться працювати в імпульсному режимі, щоб не зруйнувати катод: струм автоемісії може досягати значень $j = (10^6 - 10^8) \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. Але й ці застереження не завжди допомагають. Тобто радіус кривини вістря може постійно змінюватися. Це означає, що завжди є помилка при визначенні ε, j . Тому ВАХ для автокатодів будують в координатах $\ln \frac{j}{V^2} = f\left(\frac{1}{V}\right)$. Слід зазначити, що є тонкощі і в визначенні роботи виходу: поверхня реального вістря, навіть коли воно і монокристалічне, має різні грані з різними еф.

Однак експеримент показав, що теорія Фаулера-Нордгейма вірна, бо дуже в широких межах струму автоемісії (18 порядків) залежність $\ln \frac{j}{V^2} = f\left(\frac{1}{V}\right)$ лінійна.

18. Застосування АЕЕ. Автоелектронний та автоіонний проектор.

Автоелектронна емісія, як і термоелектронна емісія, має багато застосувань. Автокатоди, наприклад, ставлять в електроннопроменеві прилади спеціального призначення. В них використовується їх така особливість, як висока густина струму при малих розмірах джерела. Крім того пучок автоелектронів можна сфокусувати в дуже малу пляму при великій густині струму. А це потрібно, наприклад в електронних та рентгенівських мікроскопах. Завдяки автокатадам в сучасних мікроскопах вже можна роздивитися окремі атоми та молекули. Тобто їх роздільна здатність сягає одиниць Å(!)

Автокатоди використовуються і в телебаченні з високою роздільною здатністю, і при виготовленні мікроелектронних схем. Висока крутизна ВАХ автоемісійних катодів (АЕК) дозволила на їх основі зробити датчики для вимірювань і стабілізації напруги, а також безконтактні мікрометри для вимірювання відстані у вакуумі з точністю до одиниць Å. Вже є роботи по використанню автокатодів в приладах НВЧ діапазону.

Подібних прикладів застосування АЕК можна навести ще багато. Зараз розглянемо більш детально лише принцип роботи автоелектронного проектора, тому що цей прилад достатньо простий, але ж з великими можливостями для різних досліджень поверхні твердого тіла.

Автоелектронний проектор

АП – це особлива галузь електронної мікроскопії. АП – це потужна і різнобічно наукова методика.

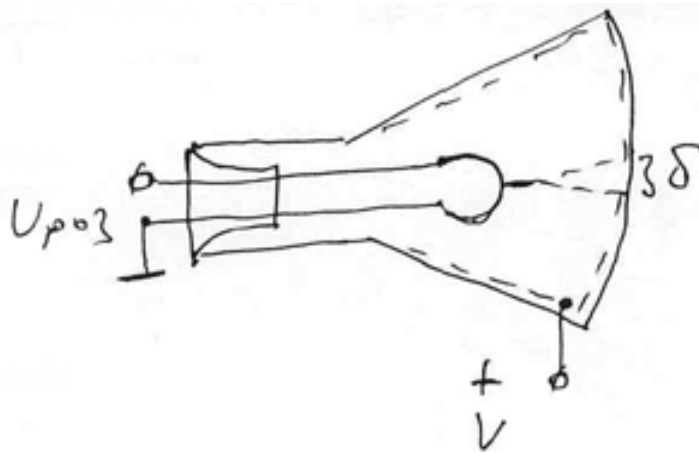
$$K = \frac{R}{r} - \text{збільшення проектора.}$$

$$\delta = 2R \sqrt{\frac{V_0}{V}}$$

eV_0 – власна енергія електронів

$$K \sim 10^4 - 10^5$$

$$\delta = 20 \div 60 \text{ Å}$$



Емісійна картина на екрані проектора – сильно збільшена топографія густини струму j поблизу поверхні катоду. Тобто на екрані ми бачимо емітуючу поверхню при сильному збільшенні в „світлі власних променів”. На емісійній картині найбільш яскраві ділянки мають найменшу роботу виходу, або над ними підвищено локальне поле ϵ (на цих ділянках різна кривина поверхні). Якщо такі участки під впливом поля, розжарення, іонного бомбардування і т.д., деформуються, зміщуються, то це дуже добре буде видно на екрані з роздільною здатністю $20 \div 60 \text{ \AA}$ і збільшенням в $10^4 \div 10^5$ разів. В електронному проекторі можна побачити не тільки дуже малі об’єкти, але й надповільні зміщення по поверхні. Останнє використовується для вивчення поверхневої міграції, випаровування, а також різних хімічних реакцій.

АП – прилад, який дуже широко використовувався в фізиці, хімії та фізичній хімії.

Слід зазначити, що збільшення АП можна зробити і в 10^7 разів ($r = 100 \text{ \AA}$, $R = 10 \text{ см}$). Але це вже ніякої нової інформації про зразок не дасть, бо при зростанні „К” δ не змінюється. Гранична роздільна здатність $\delta_{\text{гран}}$ визначається розкиданням електронів по тангенціальним складовим швидкості v_t . При чому, зв’язку з розподілом електронів в твердому тілі за Фермі-Діраком (а не за Максвелом) зменшити розкид електронів по v_t , наприклад, зниженням температури вістря, не є можливим. Найкраща роздільна здатність, яку можна досягти в АП, не менше $10 \div 20 \text{ \AA}$ на вістрі.

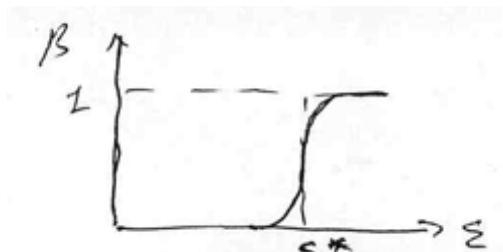
Якщо в АП ввести рухому діафрагму, то завдяки їй можна з загального потоку автоелектронів вирізати пучки електронів які йдуть з окремих ділянок та вимірювати струм. Це вже буде кількісна характеристика струму автоемісії по поверхні автокатоду. Якщо робити виміри струму пучка електронів з тієї чи іншої ділянки коли на неї діє якась сила

(наприклад адатоми), то можна отримати кількісну характеристику цієї сили.

Автоіонний проектор

Робота цього приладу заснована на тому, що в сильному електричному полі при $eV_i \gg e\phi$ на поверхневу іонізацію сильно впливає геометричний рельєф поверхні металу. Різниця напруженості поля ϵ над виступами та впадинами призводить до того, що при

заданій різниці потенціалів катод – колектор над одними ділянками катоду $\varepsilon > \varepsilon^*$, в той час над другими $\varepsilon < \varepsilon^*$, де ε^* - порогова напруженість поля: завдяки цьому й густина струму іонів з різних ділянок поверхні буде різною. Є можливість підібрати таке поле, для якого рельєф поверхні буде оптимально впливати на значення густини струму поверхневої іонізації j .



Залежність ступеня іонізації від ε дозволяє отримувати зображення поверхні кристалів з рекордною роздільною здатністю. 0,2 нм=2 А. Справа в тому, що іони з катоду мають значно меншу тангенціальну складову швидкості. Конструктивно автоіонний проектор не відрізняється від автоелектронного. Тільки треба на колектор іонів (люмінісцентний екран) подати “-” високої напруги. Звичайно ж в лампі повинен бути водень, або гелій при парціальному тиску $\sim 10^{-5}$ Торр.

Окремі атоми поверхні, що вивчається, це свого роду надмініатюрні вістря. Над ними напруженість поля досягає max. В залежності від того, наскільки вони виступають над поверхнею тої чи іншої грані, над кожним з них утворюється $10^4 \div 10^6$ іонів за 1 сек (це іонний струм $10^{-15} \div 10^{-13}$ А). На поверхні вістря радіусом 100нм виступає 10^5 атомів. Тому повний струм на екран буде досить помітним: $\sim 10^{-9}$ А. Але часто його ще підсилюють, щоб картина на екрані була яскравою.

На рисунку представлена фотографія майже ідеального кристала платини напівсферичної форми радіусом 200нм. Вона має біля 300 різних граней (більша їх частина проектується у вигляді кілець). Світли плями, це окремі атоми.

19. Фотоелектронна емісія. Основні закони фотоефекта.

Квантовий вихід

Фотоелектронна емісія

Фотоелектронна емісія або зовнішній фотоелектричний ефект - це випромінювання електронів поверхнею твердого тіла (або рідини) під впливом падаючих на неї квантів світла. Фотоефект був відкритий Герцем у 1882 році.

Основні закони фотоефекту:

1) Закон Столетова - фотоелектричний струм прямо пропорційно залежить від інтенсивності світла світлового потоку j , який викликає фотоефект:

$$i_{\phi} = \gamma' j \quad (1)$$

При цьому спектральний склад світлового потоку повинен бути незмінним. В рівнянні γ' -

чутливість, або інтегральна чутливість фотокатоду $[\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}]$. Інтегральна чутливість береться для „білого” світла, тобто коли джерелом світла є розжарена W-нитка. Чутливість фотокатоду – для монохроматичного випромінювання.

В наш час до закону Столетова є доповнення: інтенсивність електромагнітного випромінювання не повинна бути дуже великою (мається на увазі лазерне випромінювання), бо в такому випадку

$$i_{\phi} = \gamma' j^2 \quad (2)$$

багатофотонний ефект.

2) Фотоефект має довгохвильову границю λ_0 (або червону границю): тільки випромінювання з довжиною хвилі $\lambda < \lambda_0$, тобто з частотою $\nu > \nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ може виривати фотоелектрони.

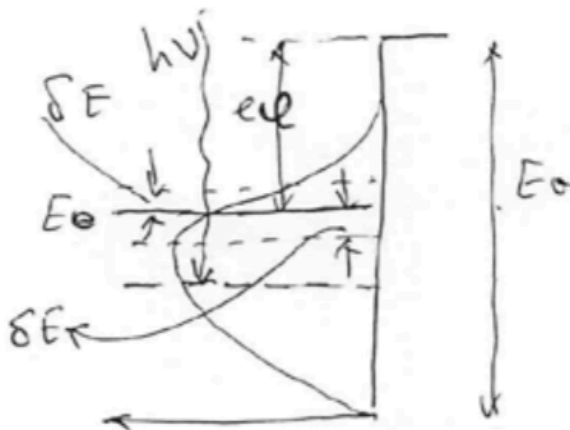
3) Закон Ейнштейна: кінетична енергія фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, тобто від кількості квантів світла. Але \max енергія має лінійну залежність від частоти:

$$(\frac{1}{2}mv^2)_{\max} = a + h\nu \quad (4)$$

4) Фотоефект - явище безінерційне. Фотострум з'являється і зникає з освітленням майже разом. Час затримки τ не перевищує $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Пояснення основних закономірностей фотоефекту було дано Ейнштейном.

$$E_a - E_0 = e\phi$$



Фотон з енергією $h\nu$ поглинається електроном фотокатоду при їх взаємодії і енергія електрону підвищується на значення $h\nu$. Якщо до поглинання фотону кінетична енергія електрону $E_k = E_0 + \delta E$, де E - позитивна або негативна добавка, то після поглинання його енергія стає $E_0 + \delta E + h\nu$. Якщо імпульс такого електрону буде спрямований до поверхні, то він, втративши частину енергії ΔE на взаємодію з іншими електронами або іонами ґратки, потрапить у

вакуум. Після подолання на поверхні металу потенціального бар'єру E_a , електрон буде мати таку кінетичну енергію:

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_0 + \delta E + h\nu - \Delta E - E_a = E_k \quad (5)$$

В рівнянні $E_a - E_0 = e\phi$. $E_k = E_{k_{\max}}$ коли втрати енергії $\Delta E \rightarrow 0$. Тобто для такого випадку маємо:

$$E_{k_{\max}} = h\nu + \delta E - e\phi \quad (6)$$

Для $T = 0$ $\delta E = 0$. Коли $T > 0$ але невелика, то δE також майже дорівнює 0. Тому:

$$E_{k_{\max}} = h\nu - e\phi \quad (7)$$

це і є рівняння Ейнштейна (3-й закон фотоефекту). При $h\nu < e\phi$ фотоефект неможливий

$0 = h\nu - e\phi$, $h\nu = e\phi$ Таким чином значення

$$\nu_0 = \frac{e\phi}{h}, \quad (8)$$

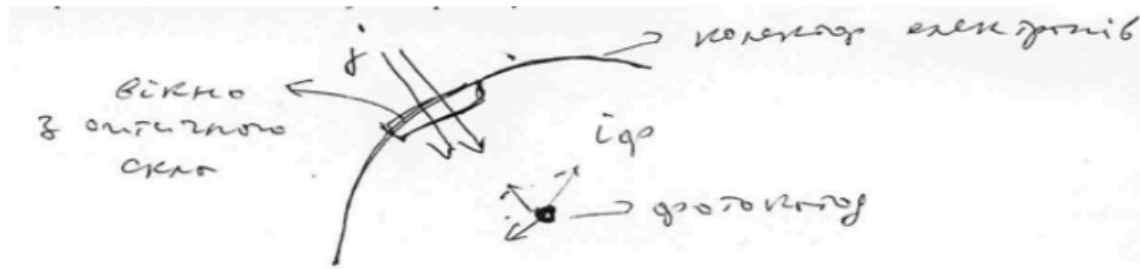
Це є червона границя фотоефекту.

Рівняння Ейнштейна можна записати і таким чином:

$$E_{k_{\max}} = (h\nu - h\nu_0) = h(\nu - \nu_0), \quad (9)$$

тобто при $\nu = \nu_0$ фотоефект неможливий.

Співвідношення Ейнштейна дуже часто використовується для знаходження роботи виходу фотокатодів. Наприклад, таким чином: j - випромінювання світла



$r_k \ll r_A$, тому $\frac{mv^2}{2}$ буде повною енергією фотоелектронів.

ВАХ фотокатода виглядає таким чином. Коли $V_{кол} = 0$ між колектором електронів та катодом діє КПР. Частіше всього $\varphi_{кол} = \varphi_{кол} - \varphi_{кат}$ є гальмівною різницею потенціалів. Тому $V_{крп} = \varphi_{кол} - \varphi_{кат}$ є гальмівною різницею потенціалів. З-за цього на колектор потраплять тільки високоенергетичні електрони. Тобто справжній нуль буде правіше. І тоді справжній затримуючий потенціал колектора визначається співвідношенням:

$$V_{кол\,справж.} = V_m + V_{КРП} \quad (10)$$

Коли на колекторі від'ємний потенціал V_m , то струм фотоелектронів $i_\phi = 0$. Цей випадок

можна записати таким чином: $eV_m = \left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max}$. Тоді маємо

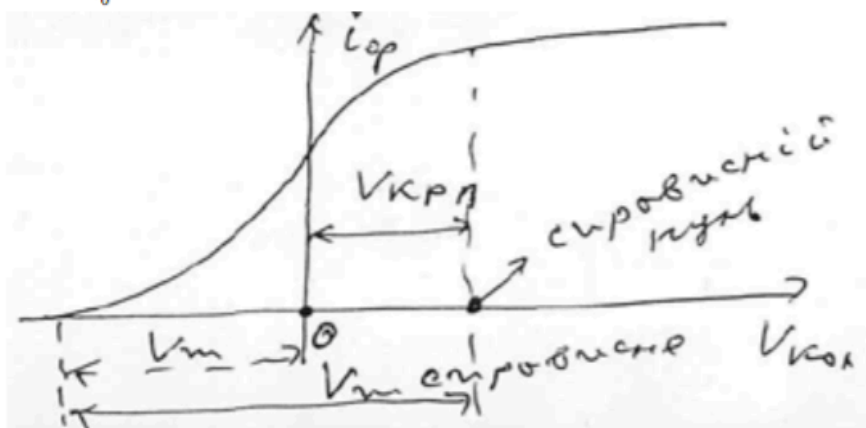
$$eV_m = h(\nu - \nu_0) \quad (11)$$

тобто eV_m - вимірюємо, ν - задано, ν_0 - знаходимо з (11). Червону границю знайдено. Тоді з

(8) $\rightarrow \nu_0 = \frac{e\varphi}{h}$ маємо: $e\varphi = h\nu_0$ - фотоелектронна робота виходу. Цю формулу можна

перетворити: $\lambda = \frac{c}{\nu}$, $\nu = \frac{c}{\lambda}$, тому $\frac{hc}{\lambda_0} = e\varphi$, $\lambda_0 = \frac{hc}{e\varphi}$

$$\varphi = \frac{12345}{\lambda_0} [B].$$



Фотокатоди мають такі характеристики:

1) чутливість $\gamma' = \frac{i_\phi}{j} [\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}]$. Або якщо чисельник та знаменник помножити на час t , то будемо

мати $i_\phi t$ - кількість електрики, що забрали з фотокатоду електрони за час t ; jt - енергія, що впала за цей час t на фотокатод. В такому разі чутливість вимірюється в $[\text{кул/кал}^{-1}]$.

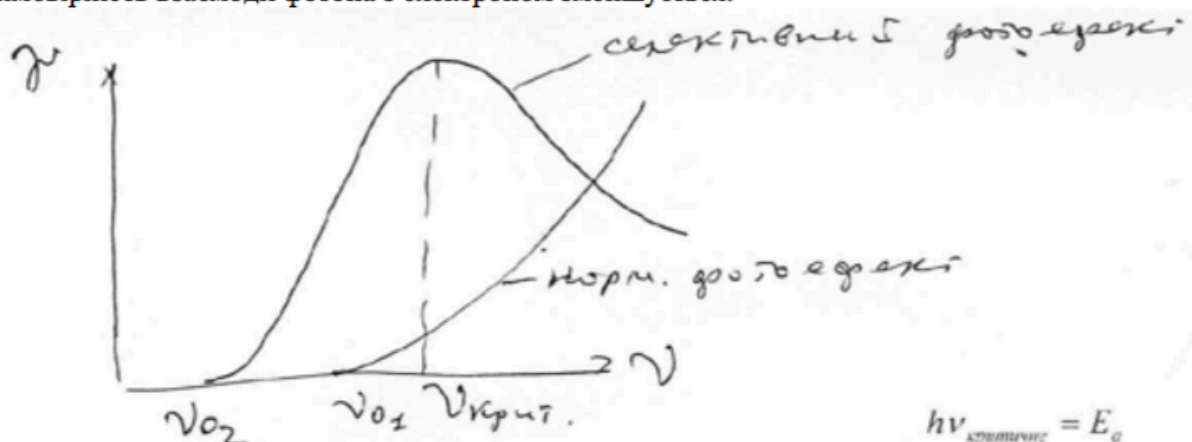
Якщо прийняти до уваги не струм, а n_e та n_p , $\gamma = n_e/n_p$, де n_e - кількість електронів, що емітує катод, n_p - кількість фотонів, впадших на фотокатод.

$$\gamma = \frac{n_e}{n_p} = \frac{i_\phi / e}{j / h\nu} = \frac{h\nu}{e} \gamma', \text{ оскільки } \frac{i_\phi}{j} = \gamma'$$

В цьому випадку γ вимірюється в електронах на квант $[\text{ел/кв}]$ і називається вона квантовим виходом. Але ж частина світлового потоку може відбитися, чи пройти фотокатод наскрізь, тому для оцінки ефективності фотокатоду фізично більш вірно його чутливість відносити не до падаючої, а до поглинутої енергії (до поглинутих квантів енергії). Це буде істинний **квантовий вихід**.

Чутливість фотокатоду та **квантовий вихід** залежать від довжини хвилі λ падаючого випромінювання. Залежності $\gamma'(\lambda)$ та $\gamma(\lambda)$ або $\gamma'(h\nu)$ та $\gamma(h\nu)$ називаються **спектральними характеристиками фотокатоду**.

Чим більша енергія квантів, тим з більшої глибини фотокатоду будуть з'являтися у вакуумі електрони. Тому фотострум зростає. Але при $\nu \rightarrow \nu_{\text{критичне}}$ фотострум падає, тому що ймовірність взаємодії фотона з електроном зменшується.



$$h\nu_{\text{критичне}} = E_a$$

$$h\nu_{\text{критичне}} = E_a$$

20. Спектральная характеристика ФЭЕ. Теория Фаулера

4.3. Спектральные фотоэлектрические характеристики металлов

Итак, граничной частотой ν_0 определяется начало участка спектра, на протяжении которого наблюдается фотоэлектронная эмиссия. Важно теперь уз-

нать, как распределена фотоэлектрическая чувствительность η_λ или η_ν на этом участке спектра. Как было определено выше, фотоэлектрическая чувствительность есть отношение фотоэлектрического тока к световому потоку (формула (4.4)). Значит, фотоэлектрическую чувствительность η можно измерять в:

$$\frac{A}{Вт} = \frac{A \times c}{Вт \times c} = \frac{Кл}{Дж}.$$

Квантовый выход Y , который также называют *квантовой чувствительностью*, измеряют в электронах на квант. Если длину волны λ выразить в [нм], то пересчет $\frac{Кл}{Дж}$ в $\frac{\text{электрон}}{\text{квант}}$ можно сделать по формуле:

$$1 \frac{Кл}{Дж} \rightarrow \frac{1,24 \cdot 10^{-11}}{\lambda(\text{нм})} \frac{\text{электронов}}{\text{квант}}.$$

Кривая, изображающая распределение фотоэлектрической чувствительности или квантовой чувствительности по спектру, называется *спектральной характеристикой фотокатода*.

Для измерения спектральной характеристики фотокатода из всего светового потока, направляемого на фотокатод, выделяют узкую часть спектра с длинами волн, заключенными между λ и $\lambda + \Delta\lambda$, причем $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$. «Вырезание» узкой части спектра осуществляют с помощью подходящего спектрального прибора (монокроматора или светофильтра). При попадании выделенного потока излучения мощностью $\Delta\Phi$ на фотокатод возникает фототок Δi_Φ , следовательно фотоэлектрическая чувствительность для выделенной длины волны (или спектральная чувствительность):

$$\eta_{\lambda} = \frac{\Delta i_{\Phi}}{\Delta \Phi}, [\text{A/Bт}]. \quad (4.15)$$

Рассмотрим, какой формы спектральной характеристики следует ожидать для металлов. При $T = 0 \text{ K}$ характеристика начинается при $\nu = \nu_0$ (рис. 4.6), т.е. тогда, когда энергия фотона как раз достаточна для того, чтобы вырвать электрон с самого верхнего энергетического уровня W_F . При увеличении частоты ν для вырывания электронов будут доступны нижележащие уровни энергии, поэтому ток фотоэлектронной эмиссии будет увеличиваться.

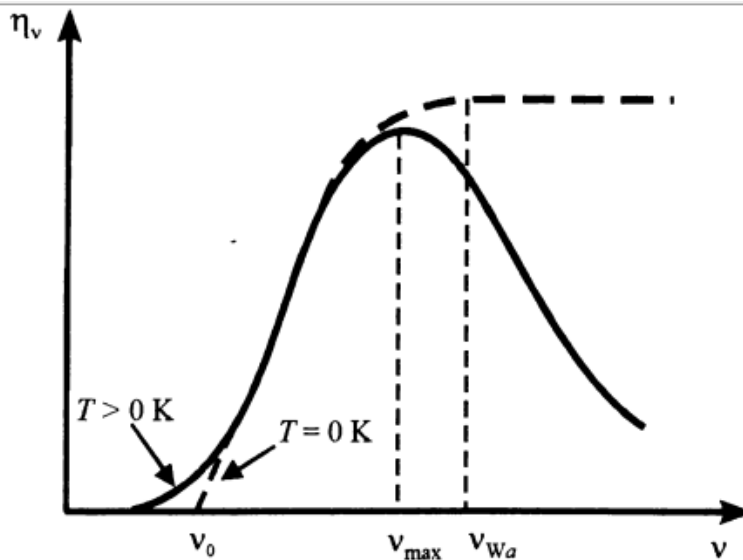


Рис. 4.6. К обсуждению формы спектральных характеристик металлов

Однако вскоре этот рост начнет замедляться, т.к. как по мере приближения ко дну потенциальной ямы будет уменьшаться плотность энергетических уровней электронов и уменьшаться число электронов на них. При $h\nu = W_a = (h\nu)_{Wa}$ для вырывания окажутся доступными уже все электроны зоны проводимости металла, и, казалось бы, при $h\nu > (h\nu)_{Wa}$ квантовая чувствительность должна перестать зависеть от частоты (пунктирная кривая на рис. 4.6).

Следует, однако, принять во внимание тот факт, что существует зависимость вероятности элементарного акта поглощения фотона электроном от частоты. В квантовой механике доказывается, что эта вероятность уменьшается с ростом частоты, т.е. коэффициент поглощения света падает с частотой. Реально же оказывается, что кривая квантовой чувствительности начинает понижаться уже при частоте $\nu = \nu_{\max} < \nu_{Wa}$ (см. рис. 4.6). Таким образом, спектральные характеристики имеют максимум. В этом случае говорят, что катод обладает *селективной* (т.е. избирательной) фотоэлектронной эмиссией, а сами максимумы характеристик называют селективными максимумами.

Рассмотрим еще два момента, относящихся к виду спектральной характеристики фотокатода. Они касаются ее виду вблизи $\nu = \nu_0$.

1. *Влияние температуры фотокатода.* При частотах $\nu \gg \nu_0$ влияние температуры фотокатода на вид характеристики не должно быть заметным, поскольку электронов с энергией $W_F + kT$ гораздо меньше, чем электронов, оставшихся на прежних уровнях энергии и доступных для вырывания излучением. Но при приближении к ν_0 количество электронов, которые могут принять участие в фотоэмиссии, делается все меньшим. Поэтому в данных условиях ($\nu \approx \nu_0$) электроны, переброшенные вследствие нагревания на высшие уровни,

уже начинают играть заметную роль в эмиссии. В результате, при приближении со стороны больших частот к ν_0 характеристика спадает не так круто, как при $T = 0$ К. То есть наблюдается еще некоторая чувствительность фотокатода и при $\nu < \nu_0$ (рис. 4.6).

2. *Влияние внешнего электрического поля.* Поскольку работа выхода $e\phi$ зависит от напряженности электрического поля на катоде E , то и частота ν_0 должна зависеть от поля E . Согласно формуле Шоттки:

$$e\phi_E = e\phi - \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \cdot e^{3/2} E^{1/2},$$

следовательно, граничная частота при наличии поля E будет:

$$\nu_{0E} = \frac{e\phi_E}{h} = \nu_0 - \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{e^{3/2} E^{1/2}}{h}. \quad (4.16)$$

Формула (4.16) подтверждается опытами с чистыми металлами.

Теория Фаулера [\[править | править вики-текст \]](#)

Основные закономерности внешнего фотоэффекта для металлов хорошо описываются теорией Фаулера^[2]. Согласно ей, после поглощения в металле фотона его энергия переходит электронам проводимости, в результате чего электронный газ в металле состоит из смеси газов с нормальным [распределением Ферми — Дирака](#) и возбуждённым (сдвинутым на $h\nu$) распределением по энергиям. Плотность фототока определяется формулой Фаулера:

$$j = \begin{cases} B_1 T^2 \exp\left(\frac{h\nu - h\nu_{\min}}{kT}\right), & h\nu \leq h\nu_{\min} - 2kT, \\ B_2 T^2 \left(\frac{(h\nu - h\nu_{\min})^2}{k^2 T^2} + B_3\right), & h\nu > h\nu_{\min} + 2kT, \end{cases}$$

где B_1, B_2, B_3 — постоянные коэффициенты, зависящие от свойств облучаемого металла. Формула справедлива при энергиях возбуждения фотоэмиссии, не превышающих значения работы выхода металла более чем на несколько электронвольт. Теория Фаулера верна только в случае падения света по нормали к поверхности.

