

1. Оптичний діапазон електромагнітних хвиль. Співвідношення між частотою, довжиною хвилі, температурою та частотою.

Оптичний діапазон: $\lambda = 1\text{мм} \div 10\text{ нм}$ або $\nu = 0,3\text{ ТГц} \div 30000\text{ТГц}$

У ньому виділяють:

Інфракчервоний: дальній: (1000 мкм \div 25мкм)

середній: (25мкм \div 5 мкм)

ближній: (5 мкм \div 0,76 мкм)

Видиме світло: червоне (760 \div 630)нм

оранжеве(630 \div 600)нм

жовте (600 \div 570) нм

зелене(570 \div 500)нм

цианове(500 \div 450)нм

синє(450 \div 430)нм

фіолетове(430-400)нм

Ультрафіолет: ближній(400-300)нм

середній(300-200)нм

дальній(вакуумний)(менше 200 нм)

Енергія фотона:

$$E[eV] = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 4.1 \cdot 10^{15} \nu [Hz] = \frac{1240}{\lambda [nm]}$$

Кількість фотонів в одиницю часу:

$$N_{\phi} = \frac{P}{h\nu} = \frac{P\lambda}{hc} = 5 \cdot 10^{15} \lambda [mkm] \cdot P \left[\frac{mW}{cm^2} \right]$$

Характерні довжини хвиль теплового випромінювання:

$$\lambda = \frac{2900 [mkm]}{T}, \text{ максимум інтенсивності (закон зміщення Віна)}$$

$$\lambda = \frac{3896 [mkm]}{T}, \text{ середня довжина хвилі теплових квантів}$$

2. Розв'язок рівняння для розповсюдження електромагнітних хвиль для ізотропного середовища. Комплексний показчик заломлення. Зв'язок з діелектричною сталою та провідністю.

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{где } \mathbf{P} = Nes \quad (1.26)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t},$$

есть поляризация, выраженная через заряд Ne и расстояние s в направлении поля. Предполагается также, что $\rho = 0$, это допущение справедливо для среды с высокой проводимостью и обычно является адекватным приближением для полупроводников. В этом случае соответствующие уравнения получаем в виде

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho,$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H},$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E},$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.3a)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.3b)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0, \quad (1.3в)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0, \quad (1.3г)$$

Из (1.3a) и (1.3б) следует уравнение

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = - \mu_0 \left(\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right),$$

которое можно упростить до

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \sigma \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0.$$

Аналогичное уравнение получается для вектора \mathbf{H} .

Напишем решение для одной из компонент вектора \mathbf{E} в виде

$$E_x = E_0 \exp [i\omega (t - \mathcal{N}z/c)]. \quad (1.4)$$

Это решение удовлетворяет уравнению при условии

$$\mathcal{N}^2 = c^2 (\epsilon \epsilon_0 \mu_0 - i\sigma \mu_0 / \omega). \quad (1.5)$$

Если же среда характеризуется конечной проводимостью, то можно ввести комплексный показатель преломления, который запишем в виде

$$\mathcal{N}^2 = c^2 \mu_0 \epsilon_0 (\epsilon - i\sigma / \omega \epsilon_0). \quad (1.6a)$$

Если представить комплексную величину \mathcal{N} в виде вещественной и мнимой частей

$$\mathcal{N} = n - ik. \quad (1.7)$$

$$E_x = E_0 \exp(-\omega k z / c) \exp [i\omega (t - n z / c)].$$

Это выражение описывает волну с частотой $\omega/2\pi$, распространяющуюся со скоростью c/n и затухающую по экспоненте, в показателе которой стоит число k , характеризующее поглощение в среде¹⁾. Аналогичное выражение для магнитного поля можно получить подстановкой найденного решения в уравнение (1.3a):

$$H_y = \frac{n - ik}{\mu_0 c} E_0 \exp(-\omega k z / c) \exp [i\omega (t - n z / c)].$$

Из соотношений (1.6б) и (1.7) вытекает

$$n^2 - k^2 = \epsilon, \quad (1.8a)$$

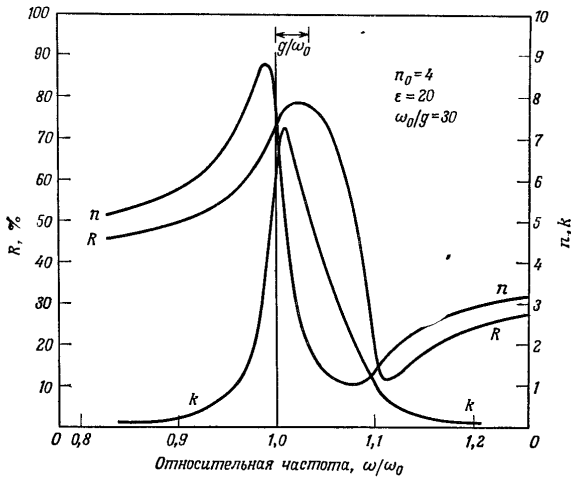
$$2nk = \sigma / \omega \epsilon_0. \quad (1.8б)$$

Отсюда получаем

$$2n^2 = \epsilon (1 + \sigma^2 / \omega^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2)^{1/2} + \epsilon, \quad (1.9a)$$

$$2k^2 = \epsilon (1 + \sigma^2 / \omega^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2)^{1/2} - \epsilon. \quad (1.9б)$$

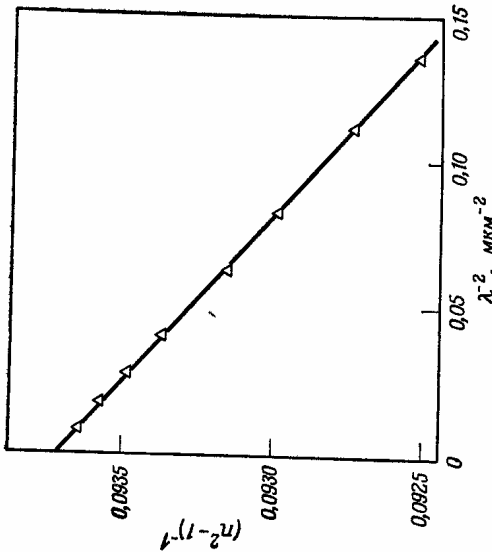
3. Класична теорія Лоренца дисперсії в діелектриках та напівпровідниках. Рівняння для руху електрона. Властивості класичного осцилятора.



Фиг 2.2 Теоретические свойства классического осцилятора.

Максимумы поглощения k и отражения R

Фиг 2.1 Дисперсия в кремнии
Величина показателя преломления, полученная экстраполяцией есть $n_0 = 3,416$ [6.6]



Рассмотрим поляризацию, возникающую благодаря смещению связанных электронов из их положений равновесия под действием приложенного электрического поля, т.е. поля падающей электромагнитной волны излучения, в предположении, что возвращающая сила пропорциональна смещению x , а тормозящая сила пропорциональна скорости dx/dt . Пусть возвращающая сила равна $m\omega_0^2 x$, а тормозящая $mg dx/dt$, где ω_0 и g — угловые частоты. Тогда уравнение движения электрона записывается в форме

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + mg \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = -eE_x e^{i\omega t}, \quad (2.1)$$

где $E_x e^{i\omega t}$ — приложенное электрическое поле¹⁾

Для длин волн много больших, чем те, которые соответствуют полосе поглощения, величина k становится пренебрежимо малой по сравнению с n , и формулу (2.5а) можно приближенно записать в виде

$$n^2 - 1 = (Ne^2/m\epsilon_0)(\omega_0^2 - \omega^2)^{-1}. \quad (2.7)$$

Решение этого уравнения показывает, что x меняется по синусоидальному закону с частотой приложенного поля, а его комплексная амплитуда дается выражением

$$x_0 = \frac{-eE_x/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g}. \quad (2.2)$$

Теперь, пользуясь формулой (1.2а), получаем

$$\epsilon\epsilon_0 \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}.$$

Для одномерной системы

$$\epsilon = 1 + P_x/\epsilon_0 E_x,$$

так что из формулы (1.2б) имеем

$$\epsilon = 1 - Nex_0/\epsilon_0 E_x, \quad (2.3)$$

где N — концентрация электронов. Следовательно,

$$\epsilon = (n - ik)^2 = 1 + \frac{Ne^2/m\epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g}. \quad (2.4)$$

Разделяя вещественную и мнимую части, получаем

$$n^2 - k^2 - 1 = \left(\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}\right) \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}, \quad (2.5a)$$

$$2nk = \left(\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}\right) \frac{\omega g}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}. \quad (2.5b)$$

Полученные формулы показывают, что в окрестности частоты $\omega = \omega_0$ имеется максимум поглощения и что в этой области n быстро возрастает с уменьшением ω . При дальнейшем уменьшении частоты величина n проходит через максимум и затем асимптотически уменьшается по мере удаления частоты от ω_0 . Однако эта асимптотическая величина все же больше, чем величина на коротковолновом крае полосы поглощения, и если имеется несколько полос поглощения, то n возрастает по мере увеличения длины волны при прохождении через каждую полосу.

Резонансная частота ω_0 в сущности представляет собой ту частоту, при которой проводимость $2nk\omega$ достигает максимума, что легко показать с помощью формулы (2.5б).

4. Співвідношення Крамерса-Кроніга. Смуґа залишкових променів.

Соотношения Крамерса — Кронига — интегральная связь между действительной и мнимой частями любой комплексной функции, аналитичной в верхней полуплоскости. Часто используются в физике для описания связи действительной и мнимой частей функции отклика физической системы, поскольку аналитичность функции отклика подразумевает, что система удовлетворяет принципу причинности, и наоборот. В частности, соотношения Крамерса — Кронига выражают связь между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости.

В самом деле, основываясь на весьма общих положениях, а именно на принципе причинности и свойствах комплексных переменных, можно показать, как это было впервые установлено Крамерсом [375] и Кронигом [382, 383], что вещественная и мнимая части должны быть взаимосвязаны

Указанные соотношения можно легко вывести по аналогии с формулами для электрических цепей, полученными Боде [82] Для угловой частоты a эти соотношения имеют вид

$$(n^2 - k^2)_a - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{2nk\omega - a(2nk)_a}{\omega^2 - a^2} d\omega, \quad (2.13)$$

$$(2nk)_a = -\frac{2a}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{n^2 - k^2 - (n^2 - k^2)_a}{\omega^2 - a^2} d\omega. \quad (2.14)$$

Мосс [483] вывел формулу (2.13) путем суммирования вкладов в дисперсию, даваемых набором элементарных классических осцилляторов.

Следует отметить, что

$$\int_0^{\infty} \frac{a(2nk)_a}{\omega^2 - a^2} d\omega = \int_0^{\infty} \frac{\text{const}}{\omega^2 - a^2} d\omega = 0,$$

так что формулу (2.13) можно записать в виде

$$(n^2 - k^2)_a - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{2nk\omega}{\omega^2 - a^2} d\omega \quad (2.15)$$

и при нулевой частоте (для изолятора, где $k_0 = 0$) имеем

$$n_0^2 - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} 2nk \frac{d\omega}{\omega} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} 2nk \frac{d\lambda}{\lambda}. \quad (2.16)$$

2.4.3. Соотношение между показателем преломления и поглощением

Комплексную диэлектрическую восприимчивость можно записать в виде

$$\chi = (n - ik)^2 - 1 = \beta e^{-i\alpha}, \quad (2.26a)$$

где вещественная и мнимая части χ связаны соотношением (2.13). Логарифм χ будет также удовлетворять уравнению, аналогичному (2.19), а именно

$$\alpha_a = -\frac{2a}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \beta}{\omega^2 - a^2} d\omega. \quad (2.26б)$$

Кроме того,

$$r = (n - ik - 1)/(n - ik + 1) = \sigma e^{-i\varphi}, \quad (2.27a)$$

где

$$\varphi_a = -\frac{2a}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \sigma}{\omega^2 - a^2} d\omega. \quad (2.27б)$$

Записывая

$$\chi = (n - ik - 1)(n - ik + 1) = \beta e^{-i\alpha},$$

получаем

$$n - ik - 1 = \sigma^{1/2} \beta^{1/2} \exp\left[-\frac{1}{2} i(\varphi + \alpha)\right]. \quad (2.28)$$

Кроме того, из формул (2.26б) и (2.27б) имеем

$$\frac{1}{2}(\varphi_a + \alpha_a) = -\frac{2a}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln(\beta^{1/2} \sigma^{1/2})}{\omega^2 - a^2} d\omega.$$

Таким образом, поскольку функция (2.28) удовлетворяет соотношению вида (2.19), то ее свойства согласуются с результатами, полученными Бодде [82], и потому между $n - 1$ и k будет существовать соотношение вида (2.15), т. е.

$$n_a - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{k\omega}{\omega^2 - a^2} d\omega, \quad (2.29a)$$

или

$$n_a - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{k\omega - ak_a}{\omega^2 - a^2} d\omega, \quad (2.29б)$$

2.2.2. Полосы остаточных лучей

У соединений со значительной долей ионной связи всегда имеются интенсивные полосы поглощения в далекой инфракрасной области (см фиг 33) Сильное поглощение вызывает сильное отражение, часто достигающее 90% в узком спектральном интервале, это известные остаточные лучи. Во многих материалах такие полосы можно довольно хорошо описать с помощью модели единственного классического осциллятора и использовать изложенный выше анализ для определения параметров полосы.

Указанные полосы интенсивнее в материалах с большей долей ионной связи, и их изучение, по-видимому, представляет собой лучший способ измерения эффективной доли ионной связи соединения.

Для вычисления эффективной величины ионного заряда e^* необходимо определить полное увеличение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ при прохождении полосы. Эта добавка обычно представляет собой разность между диэлектрической проницаемостью на радиочастотах и оптической диэлектрической проницаемостью (квадратом показателя преломления), поскольку между радио- и инфракрасной областями находится, как правило, только одна существенная полоса, т. е. $\Delta\epsilon = \epsilon - n_0^2$.

Зависимость этого увеличения от e^* определяется для бинарного соединения формулой Сигети (см [112])

$$\epsilon - n_0^2 = N (n_0^2 + 2)^2 e^{*2} / 9\mu\epsilon_0\omega_0^2, \quad (2.9)$$

где N — концентрация пар атомов, а μ — их приведенная масса, выражаемая через массы отдельных атомов как

$$1/\mu = 1/M_1 + 1/M_2. \quad (2.10)$$

Такие расчеты показывают, что величины e^* довольно существенны даже в таких соединениях, как InSb, которые обычно считают неионными.

5. Поглощения вільними носіями. Формула Друде.

Поглощение «свободными» электронами проводимости, конечно, играет огромную роль в металлах, но оно также существенно в полупроводниках, в особенности в длинноволновой области

При классическом рассмотрении этой проблемы используется формула (2.1), в которой отсутствует слагаемое, соответствующее возвращающей силе, и, следовательно, ω_0 равна нулю. Однако поскольку электроны не вполне свободны, как это имеет место в вакууме, то в качестве их массы надо подставить эффективную массу m^* . Таким образом, уравнения (2.8) и (2.5б) упрощаются и принимают вид

$$n^2 - k^2 - \epsilon = - \frac{Ne^2/m^*e_0}{\omega^2 + g^2}, \quad (2.32a)$$

$$2nk\omega = \frac{gNe^2/me_0}{\omega^2 + g^2}. \quad (2.32b)$$

Согласно квантовомеханической теории, электроны, движущиеся в строго периодическом поле кристаллической решетки, не могут перейти в состояние с большей энергией в той же зоне за счет поглощения оптического излучения. Это вытекает из требования сохранения импульса и связано с тем, что импульс фотона пренебрежимо мал, однако возмущения, создаваемые колебаниями решетки, ослабляют это требование и возникает поглощение. Крониг [383] и Фуджиока [248] рассмотрели этот вопрос как задачу об уширении резонансной частоты $\omega_0 = 0$, вызванном такими возмущениями, и получили уравнения вида (2.32)

В полупроводнике необходимо учитывать влияние как связанных так и свободных электронов, тогда полное выражение, например для поглощения, будет состоять из суммы членов вида (2.12) плюс член, подобный формуле (2.33) для каждого типа имеющихся свободных носителей. При больших длинах волн вдали от края поглощения величина выражения (2.12) становится пренебрежимо малой и следует учитывать только слагаемое (2.33). Помимо стационарного поглощения, определяемого равновесной концентрацией носителей, можно обнаружить также усиление или ослабление поглощения, связанное соответственно с инжекцией свободных носителей с точечных контактов или $p-n$ -переходов [258, 407] или их экстракцией [260]. Харрик [305] провел детальное исследование пространственного распределения инжектированных носителей в Ge, измеряя поглощение в длинноволновой области.

В полупроводниках, проводимость которых близка к собственной, существенно поглощение обоими типами носителей. Робертс [616] показал, что первоначальная теория поглощения Друде [200], в которой постулируется существование двух типов носителей, может быть использована и при современном представлении о проводимости, обусловленной электронами и дырками (или дырками двух типов). Поглощение разными типами носителей аддитивно, т. е.

$$K = \frac{\lambda^2 e^3}{4\pi^2 \dot{c}^3 n e_0} \left(\frac{N_e}{m_e^* \mu_e} + \frac{N_h}{m_h^* \mu_h} \right). \quad (2.35)$$

$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} + gm^* \frac{dx}{dt} = -Ee.$$

$$\left[m^* \frac{dx}{dt} \right]_0^T + [gm^*x]_0^T = -eET.$$

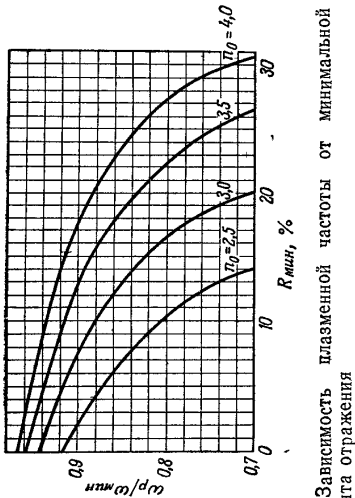
$$gm^*E\mu T = eET,$$

$$g = e/\mu m^*.$$

6. Залежність коефіцієнта відбивання від довжини хвилі для плазмове відбивання. Плазмова частота. Практичне застосування плазмового резонансу.

$$R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2.$$

Из выражения (2.39а) и фиг. 2.5 очевидно, что если пренебречь затуханием (а следовательно, и поглощением), то показатель преломления будет быстро уменьшаться с увеличением длины волны и в конце концов станет равным единице. При не-



Фиг. 2.6. Зависимость плазменной частоты от минимальной величины коэффициента отражения

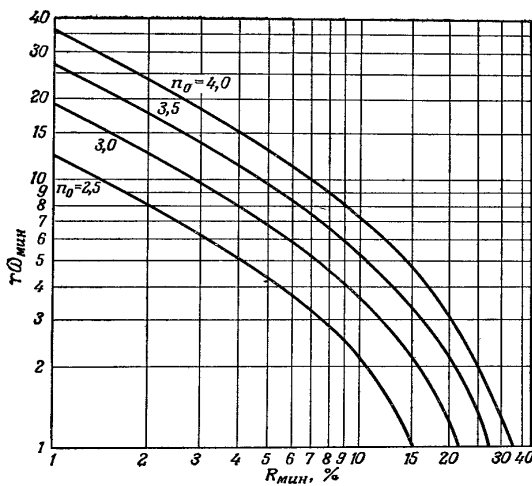
Альтернативное объяснение этого явления можно получить, рассматривая нейтральную плазму, образованную подвижными носителями заряда и неподвижными зарядами противоположного знака. Если подвижные носители заряда смещены на расстояние x , то поле возвращающей силы, связанное с неподвижными зарядами, имеет величину $E = -Nex/\epsilon\epsilon_0$. В отсутствие столкновений ускорение, вызываемое этим полем, определяется формулой

$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} = eE = - \frac{Ne^2x}{\epsilon\epsilon_0},$$

которая описывает колебательное движение с угловой частотой, равной

$$\omega_p^2 = Ne^2/\epsilon\epsilon_0 m^*,$$

Дисперсионные соотношения для электромагнитного излучения [т. е. формулы (2.32а) и (2.32б)] можно записать с использованием ω_p следующим образом:



Фиг. 2.7. Зависимость минимальной величины коэффициента отражения от времени свободного пробега.

$$n^2 - k^2 = n_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + g^2} \right),$$

$$2nk\omega = \frac{gn_0^2\omega_p^2}{\omega^2 + g^2}.$$

Используя обычное выражение для подвижности $\mu = e\tau/m^*$, можно определить величину проводимости, поскольку

$$\sigma = Ne\mu = Ne^2\tau/m^* = n_0^2\epsilon_0\omega_p^2\tau. \quad (2.43)$$

Такой способ определения проводимости должен быть особенно полезен при исследовании диффузионных поверхностных слоев, используемых при изготовлении транзисторов или интегральных схем, где часто бывает важнее знать проводимость, а не концентрацию носителей.

7. Эффект Франца-Келдиша. Назвіть методи дослідження цього ефекту.

3 6.1 Электропоглощение (эффект Франца — Келдыша)

Влияние электрического поля на край поглощения полупроводника впервые было теоретически рассмотрено Францем [243] и Келдышем [363]. Эти авторы предсказали, что в присутствии электрического поля имеет место поглощение фотонов с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны, это явление широко известно как эффект Франца — Келдыша. Конечная величина поглощения при $h\nu < E_G$ связана с процессом туннелирования с участием фотона, когда электроны возмещают дефицит энергии, $E_c - E_v - h\nu$, путем туннелирования между состояниями валентной зоны и зоны проводимости, разделенными в кристалле расстоянием Δx (фиг. 3 10). Приложение к полупроводнику электрического поля F приводит к наклону энергетических зон в пространстве, так что электронам приходится туннелировать через треугольный потенциальный барьер, при этом длина туннелирования для прямых переходов определяется формулой

$$eF \Delta x = E_c - E_v - h\nu = E_G + \hbar^2 k^2 / 2m_r - h\nu. \quad (3.48)$$

При экспериментальном наблюдении сдвига края поглощения необходимо проводить измерения на высокоомном полупроводнике, чтобы уменьшить роль тепловых эффектов; это означает, что следует использовать либо широкозонный материал, либо низкие температуры. Мосс [485] показал, что в GaAs величина сдвига хорошо согласуется с формулой (3.52). С тех пор были выполнены многочисленные измерения электропоглощения на других полупроводниках. Этот эффект легче всего изучать, прикладывая переменное поле и проводя синхронное детектирование сигнала, вызываемого прошедшим через образец светом. При этом детектируемый сигнал пропорционален наклону кривой пропускания (построенной в зависимости от $h\nu$) в отсутствие поля. Таким образом, на каждом крае поглощения наблюдаются «дифференциальные» пики, что дает возможность использовать эту методику для определения положения края, который не обнаруживается явно при простых измерениях поглощения.

8. Пояснить основы метода электровідбивання. Методи модуляційної спектроскопії.

Модуляция отражения представляет незначительный интерес при разработке полупроводниковых устройств, являясь в то же время очень ценным методом исследования зонной структуры полупроводников.

Электроотражение - Электрическое поле может быть приложено вдоль поверхности полупроводника. Для этой цели между двумя электродами, напыленными на переднюю поверхность, прикладывается переменное напряжение, так чтобы электрическое поле существовало в области между параллельными краями электродов. Если толщина материала мала по сравнению с расстоянием между электродами, то поле в кристалле приблизительно однородно. В этом случае данные, характеризующие отражение, можно сравнить с данными по пропусканию, полученными в тех же условиях. Отметим, что при такой конфигурации можно изменять направление поляризации падающего излучения по отношению к направлению модулирующего электрического поля.

Обычно, однако, электрическое поле направлено перпендикулярно поверхности, т. е. почти параллельно направлению распространения света. Эта методика позволяет регистрировать весьма малые относительные изменения отражения ($\Delta R/R = 5 \cdot 10^{-6}$).

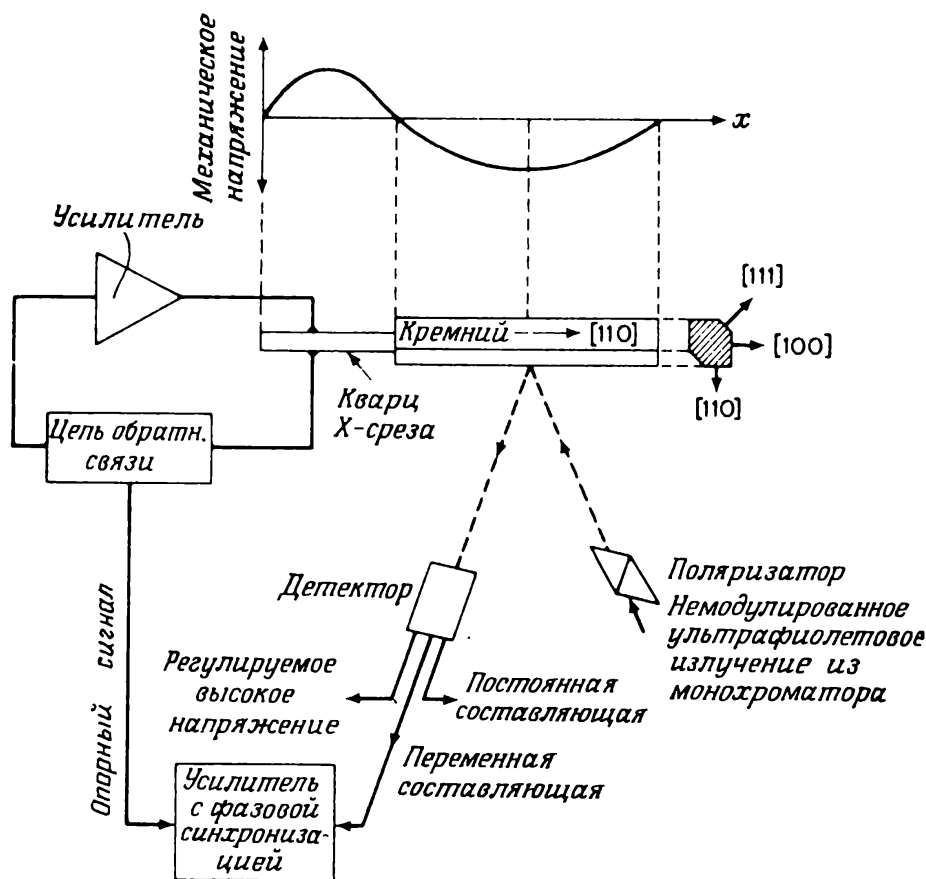
Оптическая модуляция отражения - Если зоны изогнуты, то величину поверхностного потенциала можно менять, создавая вблизи поверхности большую концентрацию носителей. Носители могут быть генерированы при оптическом возбуждении вторым модулированным пучком сильно поглощаемого света. Оптическая инжекция выпрямляет зону, уменьшая таким образом поверхностный потенциал.

Этот оптический метод обладает несколько меньшей чувствительностью, чем электроотражение (минимальное значение $\Delta R/R = 10^{-4}$); преимущество его состоит в том, что отпадает необходимость в применении электродов.

Катодоотражение - методика с использованием бомбардировки быстрыми электронами с целью модуляции поверхностного потенциала аналогично методике фотоотражения по средством генерации ел-дыр пар.

Может происходить локальный разогрев. Метод модуляции отражения электронным пучком имеет преимущества в случае широкозонных материалов, когда трудно осуществить оптическое возбуждение. Другим преимуществом применения электронного пучка является относительно большая гибкость системы, объединяющей элементы электронной и световой оптики, по сравнению с методикой, где одновременно используются две различные оптические системы, как это было в случае фотоотражения, рассмотренном в предыдущем пункте. Одним из ограничений метода катодоотражения является то, что образец должен обязательно находиться в вакууме.

Пьезоотражение - В данном методе в кристалле создается переменное механическое напряжение; измерения проводятся в поляризованном свете. Напряжение представляет собой тензор с различными компонентами вдоль разных кристаллографических направлений.



Ф и г. 18.6. Схема измерения пьезоотражения [24].

Это дает возможность получить информацию о свойствах симметрии кристалла в различных критических точках.

Хотя в спектре электроотражения проще получить резкую структуру, метод пьезоотражения приводит к результатам совершенно иного типа. Пьезоотражение дает производную спектра отражения по энергии фотона; напряжение изменяет ширину запрещенной зоны без заметного изменения распределения состояний в зонах. С другой стороны, электроотражение дает изменения в распределении плотности состояний, индуцированные полем (эффект Келдыша — Франца).

Термоотражение – Тонкий образец полупроводника обладает малой тепловой инерцией. Поэтому его температуру можно периодически модулировать с низкой частотой (— 100 Гц). Быстрый нагрев можно осуществить, пропуская через образец ток или помещая тонкий кристалл на малоинерционный нагреватель. Край зоны смещается с температурой, вызывая изменение энергии критических точек. Однако, поскольку различные критические точки обладают разными температурными коэффициентами, структура спектра отражения будет определяться как комбинированной плотностью состояний, так и различием в температурных коэффициентах в каждой критической точке.

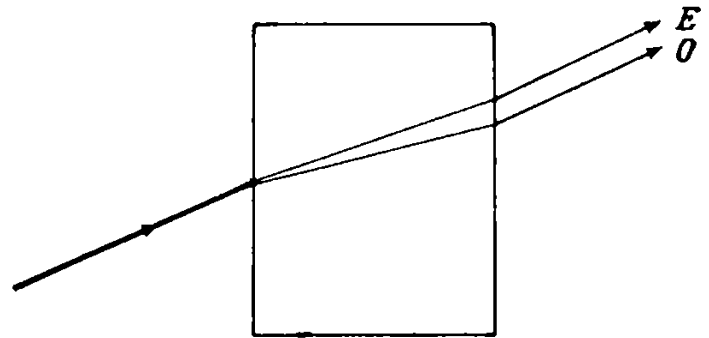
В отличие от ранее рассмотренных способов модуляции отражения, когда свойства полупроводника менялись вдоль определенного направления (поля или механического напряжения), в методе термоотражения изменения являются изотропными.

Модуляция длины волны – представляет собой простейшую схему модуляции. Ее можно осуществить либо путем колебания выходной щели

монохроматора в поперечном направлении , либо путем колебания зеркала, стоящего перед щелью, что приводит к тому же результату . Однако методом модуляции длины волны можно получить только производную статического спектра отражения, тогда как при модуляции отражения модулируется некоторый внутренний параметр, например комбинированная плотность состояний. Можно думать поэтому, что использование нескольких схем модуляции при исследовании одного и того же образца даст взаимно дополняющие результаты.

9. Пояснить эффект подвійного променезаломлення в одновісному кристалі.

Явление *двойного лучепреломления* состоит в том, что волны с различной поляризацией распространяются в веществе с разными скоростями. В результате световой пучок, падающий на параллелепипед под произвольным



Ф и г. 15.1. Прохождение пучка света через дwoякопреломляющий кристалл.

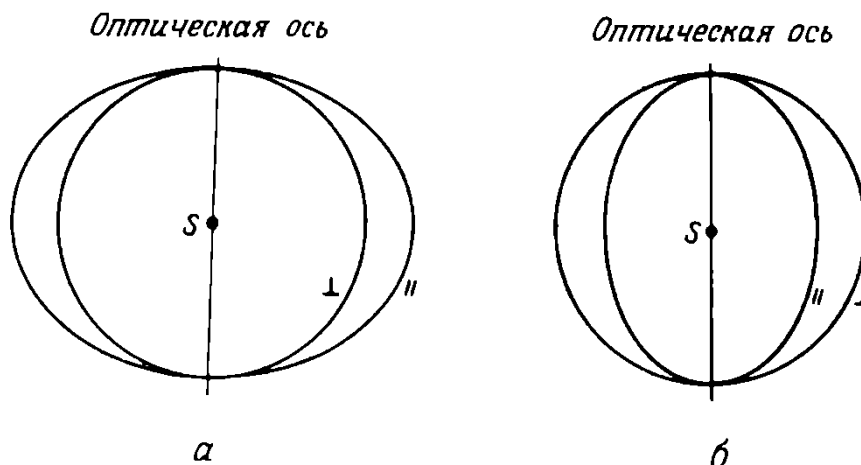
E — необыкновенный луч; *O* — обыкновенный луч.

углом, разделяется, давая на выходе два параллельных пучка (фиг. 15.1). Эти два пучка имеют различную поляризацию, и каждый из них характеризуется своим показателем преломления, входящим в выражение для закона Снеллиуса. При этом один из этих лучей, обыкновенный, в противоположность другому, необыкновенному, характеризуется показателем преломления, не зависящим от угла падения. Если свет падает на дwoякопреломляющий кристалл под прямым углом, то обыкновенный луч проходит через кристалл, не меняя направления и не смещаясь, тогда как необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно обыкновенному, но оказывается, вообще говоря, смещенным.

В одноосных кристаллах показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей одинаковы лишь при распространении света вдоль одного направления, называемого «оптической осью». Таким образом, оба луча распространяются с одинаковой скоростью вдоль оптической оси, тогда как при распространении под углом к оси их скорости отличаются.

Для отрицательных одноосных кристаллов $n_E < n_O$; для положительных $n_O < n_E$ (n_E и n_O — показатели преломления соответственно для необыкновенного и обыкновенного лучей). Эти свойства иллюстрируются на фиг. 15.2, где круг представляет собой поверхность равной фазы обыкновенной сферической волны, распространяющейся из центра, а овал — необыкновенной волны, распространяющейся из того же центра *S*.

Эти две волны характеризуются взаимно перпендикулярными



Ф и г. 15.2. Поверхности равных фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей в одноосных кристаллах.

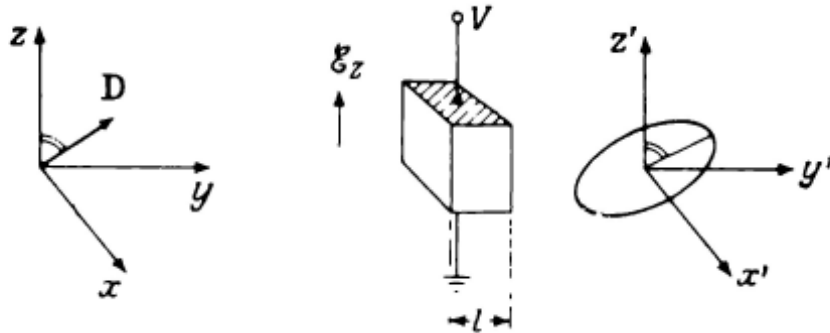
a — отрицательный и *b* — положительный кристаллы. Эксцентриситет овалов несколько увеличен. Символами \perp и \parallel обозначены положения плоскостей поляризации волн по отношению к плоскости фигуры.

направлениями поляризации (направлением вектора смещения D); для обыкновенного луча проекция вектора D на направление оптической оси всегда равна нулю. Обыкновенный луч, подчиняющийся закону Снеллиуса, всегда находится в плоскости, образованной падающим лучом и нормалью к поверхности кристалла в точке падения. Необыкновенный луч лежит, вообще говоря, не в этой плоскости. На фиг. 15.2 видно, что фазы двух лучей совпадают лишь при распространении вдоль оптической оси, когда оба показателя преломления одинаковы. Плоскость, проходящая через оптическую ось и обыкновенный луч, называется главной плоскостью обыкновенного луча. Плоскость, содержащая оптическую ось и необыкновенный луч, называется главной плоскостью необыкновенного луча. Эти две плоскости пересекаются на оптической оси и в общем случае не совпадают. Необыкновенный луч поляризован в главной плоскости необыкновенного луча, тогда как обыкновенный луч поляризован перпендикулярно своей главной плоскости. Следовательно, обыкновенный луч всегда поляризован перпендикулярно оптической оси.

В качестве примера одноосного двоякопреломляющего полупроводника можно привести селен, у которого $n_0 = 2,78$ и $n_E = 3,58$ в области между 9 и 23 мкм.

10. Поясніть електрооптичні ефекти Керра та Покельса. Для створення яких приладів використовуються ці ефекти?

В електрооптическом эффекте Керра электрическое поле, приложенное к кристаллу в направлении, перпендикулярном направлению распространения света, индуцирует



двойное

Фиг. 15.8. Эффект Керра для линейно поляризованной волны.

После прохождения через электрооптический кристалл свет становится эллиптически поляризованным. Лучепреломление; при определенной кристаллографической ориентации кристалл становится одноосным с оптической осью, параллельной электрическому полю (фиг. 15.8). В общем случае полупроводник становится двуосным. Если электрический вектор линейно поляризованного света образует угол 45° с направлением приложенного электрического поля, то компоненты этого вектора, направленные параллельно и перпендикулярно полю, распространяются с различными скоростями, так что свет выходит из кристалла поляризованным эллиптически. Оптическая разность хода для двух компонент определяется соотношением

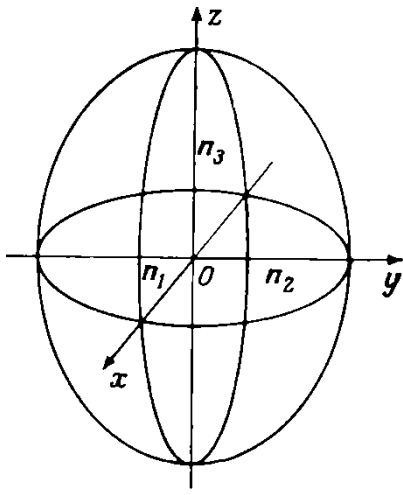
$$\Delta = c_K l (\mathcal{E}_z)^2 \lambda, \quad (15.7)$$

где c_K — постоянная Керра и l — длина (в направлении распространения света) той области кристалла, где есть электрическое поле.

Если к обкладкам конденсатора Керра подавать импульс напряжения, то ячейка играет роль затвора, длительность действия которого определяется длительностью электрического импульса. Ячейки Керра (При прохождении мощного импульса электрического тока через ячейку оптические свойства среды меняются так, что свет меняет направление поляризации при прохождении ячейки.) как модулятор и затвор применяются для управления режимом работы оптических квантовых генераторов.

Эффект Керра обусловлен, главным образом, гиперполяризуемостью среды, происходящей в результате деформации электронных орбиталей атомов или молекул или вследствие переориентации последних.

Эффект Покельса или линейный электрооптический эффект. В некоторых полупроводниках, которые в обычных условиях изотропны, электрическое поле вызывает двуосное двойное лучепреломление. Для того чтобы понять влияние электрического поля на показатель преломления, рассмотрим эллипсоид диэлектрической проницаемости (фиг. 15.7).



Когда электрическое поле равно нулю, показатель преломления изотропен и этот эллипсоид представляет собой сферу. Если электрическое поле приложено вдоль некоторого направления, которое мы обозначим через z , показатель преломления n_z остается постоянным. Однако в плоскости, перпендикулярной z , показатель преломления изменится на величину Δn , пропорциональную электрическому полю e_z . Сфера диэлектрической проницаемости преобразуется таким образом, что показатель преломления изменится на величину $+\Delta n$ во взаимно перпендикулярных направлениях. Тогда мы можем так выбрать два направления x и y ,

что

$$\begin{aligned} n_x &= n + \Delta n, \\ n_y &= n - \Delta n. \end{aligned} \quad (15.8)$$

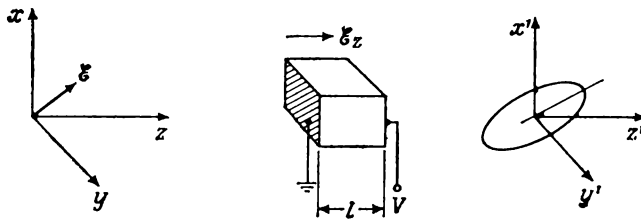
При определенной ориентации электрического поля по отношению к кристаллографическим осям эффект оказывается максимальным. Выбор этой ориентации зависит от симметрии кристалла. Величина линейного электрооптического эффекта определяется соотношением

$$\Delta n = \frac{n^3}{2} r \mathcal{E}_z, \quad (15.9)$$

где r — электрооптический коэффициент. В случае, представленном на фиг. 15.9, две компоненты, на которые можно разложить линейно поляризованный свет, распространяются с различными скоростями, что приводит к разности фаз

$$\Delta \phi = \frac{\pi}{\lambda} n^3 r \mathcal{E}_z l. \quad (15.10)$$

Отметим, $\mathcal{E}_z l$ что есть напряжение, приложенное к кристаллу. Следовательно, для света, распространяющегося в направлении



Ф и г. 15.9. Эффект Поккельса.

Превращение линейно поляризованного света в эллиптически поляризованный.

приложенного поля, наблюдается линейный электрооптический эффект, величина которого для данного материала зависит только от приложенного напряжения.

Эффект Поккельса, как и эффект Керра, практически безынерционен (быстродействие порядка 10^{-10} с). Благодаря этому он находит активное применение в создании оптических модуляторов. Соответствующий элемент

называется **ячейкой Погкельса** и представляет собой кристалл, помещенный между двумя скрещенными николями. Николи не пропускают свет в отсутствие электрического поля, а при наложении поля пропускание появляется. Внешнее поле может быть перпендикулярно (*поперечный модулятор*) или параллельно (*продольный модулятор*) распространению света.

11. Циклотронний резонанс. Як експериментально досліджувати цей ефект і які параметри напівпровідника при цьому можна отримати?

Циклотронний резонанс (ЦР) — явление поглощения или отражения электромагнитных волн проводниками, помещенными в постоянное магнитное поле, на частотах равных или кратных циклотронной частоте носителей заряда.

В постоянном магнитном поле носители заряда движутся по спиральям, оси которых направлены вдоль магнитного поля. В плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} , движение является периодическим с частотой ω_c . Эта

$$\omega_c = \frac{qH}{m_c c}.$$

частота определяется как

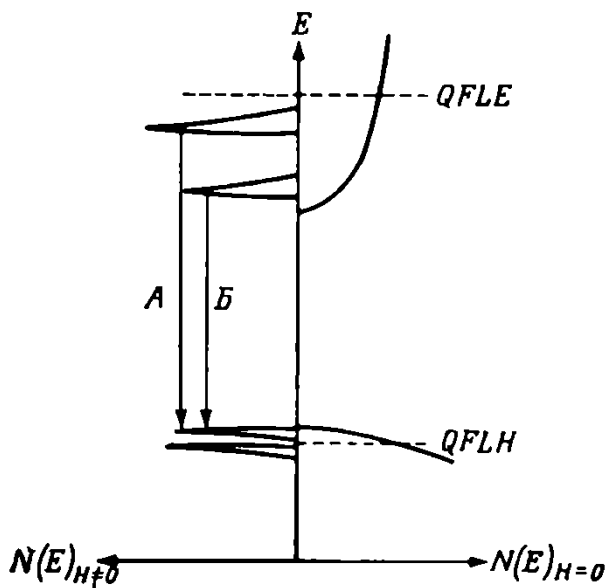
С этой же частотой поворачивается и вектор скорости. Если при этом частица находится в однородном электрическом поле с частотой ω , то энергия, поглощаемая ею так же оказывается периодической по времени с частотой $\omega - \omega_c$. Средняя энергия, поглощаемая за большое время, резко возрастает при $\omega \approx \omega_c$.

Циклотронный резонанс может наблюдаться, если носители заряда совершают много оборотов, прежде чем они рассеются. Это условие имеет вид $\omega_c \tau > 1$, где τ — среднее время между столкновениями. В твёрдом теле основную роль играют рассеяние на дефектах решетки и рассеяние на фононах. Последний процесс накладывает ограничение на наблюдение ЦР низкими температурами $T < 10$ К для «нормальных» значений частот и магнитного поля (Циклотронный резонанс при комнатной температуре можно наблюдать в сверхсильных магнитных полях).

Исследование циклотронного резонанса является эффективным методом для определения свойств различных материалов. В первую очередь, ЦР используется для определения эффективных масс носителей. По полуширине линии ЦР можно определить характерные времена рассеяния, и, тем самым, установить подвижность носителей. По площади линии можно установить концентрацию носителей заряда в образце.

12. Вплив магнітного поля на зонну структуру напівпровідника. Рівні Ландау.

Магнитное поле вызывает расщепление разрешенных энергетических зон на подзоны Ландау. Расщепление Ландау приводит к конденсации разрешенных состояний зоны внутри узких полос, как показано на фиг. 10.16 для случая InSb, где излучательная рекомбинация обусловлена, по-видимому, переходами «зона — зона». В результате этого ширина спонтанной полосы излучения уменьшается, что может приводить к значительному снижению порога генерации (фиг. 10.17,а). Так как магнитное поле смещает квантованные состояния в глубину разрешенной зоны, максимум (или максимумы) спектра излучения смещается с увеличением магнитного поля в область больших энергий (фиг. 10.17,б). Однако в InAs влияние магнитного поля оказывается ошу



Фиг. 10.16. Влияние сильного магнитного поля на распределение разрешенных состояний в InSb (расщепление Ландау). А и Б — две серии радиационных переходов. QFLE — квазиуровень Ферми для электронов; QFLH — квазиуровень Ферми для дырок.

тимым только в том случае, когда это поле направлено перпендикулярно току. Как видно из фиг. 10.18, поперечное магнитное поле приводит к уменьшению порогового тока. Такое поведение объясняется уменьшением толщины d активного слоя [см. формулу (9.13)];

уменьшение обусловлено закручиванием носителей тока в плоскости, перпендикулярной полю, что приводит к ограничению области диффузии инжектированных носителей и удержанию их вблизи р — п-перехода.

Отметим, что магнитное поле сдвигает дно зоны проводимости вверх на величину $\frac{1}{2} \mu_B H$. Сдвиг вершины валентной зоны в сторону меньших энергий составляет $(1/2) \mu_B H$. Изменение ширины запрещенной зоны дается формулой

$$\Delta E_g = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*} \right) \frac{q \hbar H}{c}.$$

13. Магнітоадсорбційний та магнітоосциляційний ефекти.

14. Пояснити ефект Зеемана для класичного та квантового випадку.

В 1896 г. Питер Зееман наблюдавал расщепление спектра линий поглощения атомов натрия в магнитном поле. Впоследствии этот экспериментальный факт получил название **Эффект Зеемана** и обусловлен он тем, что в присутствии магнитного поля атом приобретает дополнительную энергию $\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ пропорциональную его магнитному моменту $\vec{\mu}$. Приобретенная энергия приводит к снятию вырождения атомных состояний по магнитному квантовому числу m_j и расщеплению атомных линий.

в классическом представлении

Атом, как известно, можно рассматривать как классический гармонический осциллятор и его уравнение движения в присутствии магнитного поля \vec{B} , направленного вдоль оси Z , можно рассматривать в виде:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -m_e \omega_0^2 \vec{r} - e\vec{v} \times \vec{B}$$

где \vec{v} - скорость вращения электрона вокруг ядра, m_e - масса электрона, ω_0 - резонансная частота электронного дипольного перехода. Последний член в уравнении обусловлен силой Лоренца.

$$\Omega_L = \frac{eB}{2m_e}$$

Введем величину называемую Ларморовской частотой

Решая уравнение движения, легко обнаружим, что резонансная частота дипольного момента в присутствии магнитного поля расщепляется на три частоты $\omega \simeq \omega_0 \pm \Omega_L$. Таким образом, в магнитном поле электрон вместо простого вращения вокруг ядра атома, начинает совершать сложное движение относительно выделенного магнитным полем направления Z . Электронное облако атома прецессирует вокруг этой оси с частотой Лармора Ω_L .

в квантовом представлении

Полный гамильтониан атома в магнитном поле имеет вид:

$$H = H_0 + V_M, \text{ где } H_0 \text{ невозмущенный гамильтониан атома и } V_M$$

возмущение, созданное магнитным полем $V_M = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$,

Где $\vec{\mu}$ это магнитный момент атома, который состоит из электронной и ядерной частей, но последняя часть на несколько порядков меньше первой поэтому ею

можно пренебречь. Следовательно, $\vec{\mu} = -\mu_B g \vec{J} / \hbar$, где μ_B это магнетон Бора, \vec{J} это полный электронный угловой момент, и g - фактор.

Оператор магнитного момента электрона является суммой орбитального углового \vec{L} и спинового углового моментов \vec{S} , умноженным на соответствующее гиромагнитное отношение:

$$\vec{\mu} = -\mu_B (g_l \vec{L} + g_s \vec{S}) / \hbar,$$

Где $g_l = 1$ или $g_s \approx 2.0023192$, последнее называют аномальным гиромагнитным отношением; отклонение от 2 появляется из-за квантовых электродинамических эффектов. В случае LS связи для расчета полного магнитного момента суммируются все электроны:

$$g\vec{J} = \left\langle \sum_i (g_l \vec{l}_i + g_s \vec{s}_i) \right\rangle = \langle (g_l \vec{L} + g_s \vec{S}) \rangle,$$

где \vec{L} и \vec{S} полный орбитальный и спиновый моменты атома, и усреднение делается по атомному состоянию с данной величиной полного углового момента.

15. Пояснити ефект Фарадея та Фойгта.

Эффект Фарадея (продольный электрооптический эффект Фарадея) — магнитооптический эффект, который заключается в том, что при распространении линейно поляризованного света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле, наблюдается вращение плоскости поляризации света.

Угол поворота θ пропорционален магнитному полю H и длине кристалла l .

Проходящее через изотропную среду линейно поляризованное излучение всегда может быть представлено как суперпозиция двух право- и левополяризованных волн с противоположным направлением вращения. Во внешнем магнитном поле показатели преломления для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными (n_+ и n_-). Вследствие этого, при прохождении через среду (вдоль силовых линий магнитного поля) линейно поляризованного излучения его циркулярно лево- и правополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматического света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь l , поворачивается на угол

$$\Theta = \frac{\pi l (n_+ - n_-)}{\lambda}.$$

В области не очень сильных магнитных полей разность $n_+ - n_-$ линейно зависит от напряжённости магнитного поля и в общем виде угол фарадеевского вращения описывается соотношением

$\theta = C_v H l$, C_v — так называемый коэффициент Верде (поворот на единице длины в единичном магнитном поле). Коэффициент Верде меняется с длиной волны. Направление вращения плоскости поляризации зависит от полярности магнитного поля. Принято считать положительным вращение, соответствующее повороту правого винта, перемещаемого в направлении магнитного поля. Отметим, что направление вращения одинаково для волны, распространяющейся в любом направлении вдоль поля.

Свободные носители вызывают эффект Фарадея, который легко наблюдать в сильно легированных полупроводниках. Величина фарадеевского вращения θ , вызванного свободными носителями, определяется выражением

$\theta = \frac{q^3 N \lambda^2 H L}{2\pi c^4 n (m^*)^2}$, где N — концентрация свободных носителей, λ — длина волны излучения, n — показатель преломления в отсутствие магнитного поля, m^* — эффективная масса свободных носителей.

Эффект Фойгта

Магнитное поле вызывает двойное лучепреломление, когда излучение распространяется в направлении, перпендикулярном магнитному полю. В этом случае мы имеем дело с магнитооптическим аналогом эффекта Керра. Если

излучение линейно поляризовано, то компоненты волнового вектора ξ , направленные перпендикулярно и параллельно магнитному полю, распространяются с различной скоростью, в результате излучение становится эллиптически поляризованным. Эффект Фойгта, связанный со свободными носителями, находящимися в эллипсоидальных долинах, вызывает следующий сдвиг фаз:

где N — концентрация носителей, l — толщина образца, n — показатель преломления при нулевом поле и m_v^* —

$$\Delta\phi = \frac{q^4 N \lambda^3 H^2 l}{4\pi^2 c^6 n (m_v^*)^3},$$

эффективная масса Фойгта, представляющая собой результат сложного усреднения эффективных масс, характеризующих эллипсоидальную долину.

Величина m_v^* сильно зависит от кристаллографического направления.

16. Оптична та термічна енергія активації. Принцип Франка-Кондона.

Энергия активации в физике — минимальное количество энергии, которое должны получить электроны донорной примеси, для того чтобы попасть в зону проводимости. При низкой (для определённой реакции) температуре большинство молекул обладают энергией меньшей, чем энергия активации, и неспособны преодолеть энергетический барьер. При підвищенні температури, доля частинок із кінетичною енергією, достатньою для подолання бар'єру збільшується.

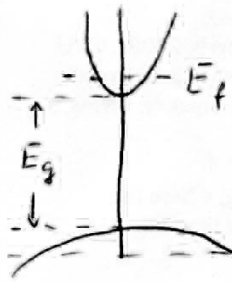
В фізиці закон Арреніуса частіше записують у вигляді

$$k = Ae^{-E_a/k_B T},$$

Принцип Франка — Кондона — принцип в спектроскопии и квантовой химии, согласно которому безызлучательный перенос электрона может состояться только в том случае, когда его энергия в начальном и конечном состоянии равны. Существует несколько дополнительных формулировок этого принципа:

- Электроны не обмениваются энергией с ядрами.
- Электроны движутся гораздо быстрее, чем ядра.
- Электроны всегда имеют равновесную конфигурацию при любом расположении ядер.

17. Спектральна залежність коефіцієнту поглинання у прямо зонних напівпровідниках для випадку дозволених та заборонених прямих переходів.



$$\alpha = \sum_{i,f=1}^{\infty} P_{if} N_i N_f = \int \alpha N(\hbar\nu) d\hbar\nu$$

$$\hbar\nu = E_c + |E_i|, \quad E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$

Проложемо інтегрування по всіх можливих рівнях; $P_{if} \neq P(\hbar\nu)$

$$E_i = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{m_e^2 v^2}{2m_e^*} = \frac{p_e^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}$$

Випоз має клемоле похочемене

$$\frac{1}{m_z^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} - \text{зведена м}$$

$$N(E) dE = \frac{2 \cdot 4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} - \text{устина станів}$$

$$\hbar\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_z^*} = 33E \text{ при похибкани}$$

$$k^2 = \frac{2m_z^* (\hbar\nu - E_g)}{\hbar^2}; \quad k = \sqrt{\frac{2m_z^*}{\hbar^2} (\hbar\nu - E_g)^{1/2}}$$

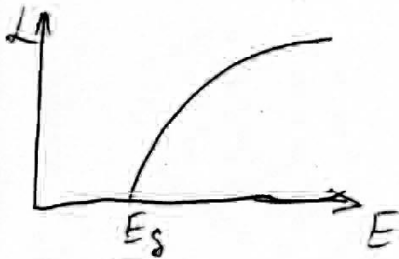
$$dk = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m_z^*}{\hbar^2}} (\hbar\nu - E_g)^{-1/2} d(\hbar\nu)$$

$$N(E) dE = \frac{2 \cdot 4\pi}{(2\pi)^3} \frac{2m_z^* (\hbar\nu - E_g)}{2\hbar^2} \sqrt{\frac{2m_z^*}{\hbar^2}} (\hbar\nu - E_g)^{1/2} d(\hbar\nu) =$$

$$= \frac{(2m_z^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^2} (\hbar\nu - E_g)^{1/2} d(\hbar\nu) = N(\hbar\nu) d(\hbar\nu)$$

Отримувемо, що $\alpha \sim A \cdot (\hbar\nu - E_g)^{1/2}$

$$A = 2 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{еВ}^{1/2}}$$



$$\alpha = 0, \text{ якщо } \hbar\nu < E_g$$

$$\alpha \sim (\hbar\nu - E_g)^{1/2}, \quad E_g < \hbar\nu < 2E_g$$

Триєми заборонени

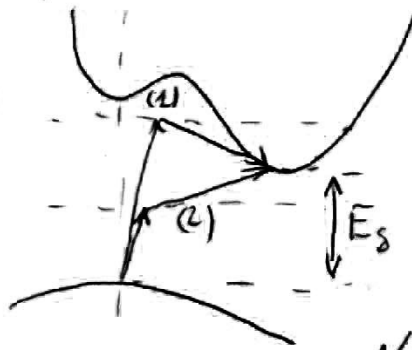


$$\alpha \sim (\hbar\nu - E_g)^{3/2}, \quad P_{if} \sim k^2 \sim (\hbar\nu - E_g)$$



18. Спектр поглинання для непрямих переходів між непрямими долинами.

Для непрямих переходів зазвичай проходить фотостадійний процес: фотон падає на проміжний рівень зростаючої долини, а потім продовжує к-зміщення до мінімуму долини.



(1) - фотонне випромінювання
 $h\nu - E_{\text{фотон}}$, $E_f - E_i + E_{\text{фотон}} = h\nu_e$

(2) фотонне поглинання

$$h\nu_a = E_f - E_i - E_{\text{фотон}}$$

E_i - пот. енергія у вал. зоні

E_f - енергія мин. зони прилеглої

$$N(E_i) = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E_i)^{1/2} \quad N(E_f) = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E_f - E_s)^{1/2}$$

$$= \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (h\nu + E_i - E_s \mp E_{\text{фотон}})^{1/2}$$

"-" - випромінювання
 "+" - поглинання

При низьких температурах застосовують статистику Б-Ейнштейна:

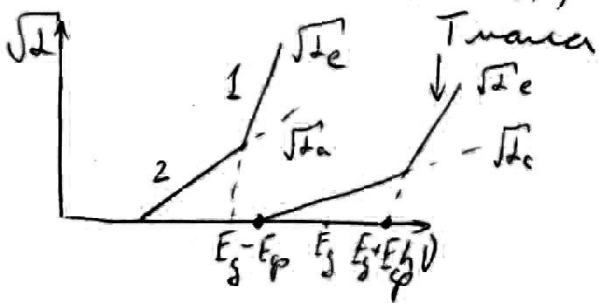
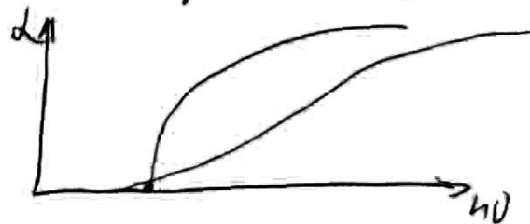
$$N_{\text{фотон}} = \frac{1}{e^{\frac{E_{\text{фотон}}}{kT}} - 1}$$

$$\alpha \sim f(N_{\text{фотон}}) \int N(E_i) N(E_f) dE =$$

$$= f(N_{\text{фотон}}) \int (E_i)^{1/2} (E_i + h\nu - E_s \mp E_{\text{фотон}})^{1/2} dE$$

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_s + E_{\text{фотон}})^2}{\exp(\frac{E_{\text{фотон}}}{kT}) - 1}$$

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_s - E_{\text{фотон}})^2}{1 - \exp(-\frac{E_{\text{фотон}}}{kT})}$$



1 - випромінювання
 2 - поглинання

19. Розглянути вплив тиску та температури на край власного поглинання напівпровідника.

Многочисленные опыты, проведенные на разных полупроводниках, показывают, что внешние воздействия, такие как температура, давление, электрические и магнитные поля, оказывают существенное влияние на их спектр собственного поглощения. Знание влияния их на энергетические уровни полупроводника необходимо как для решения теоретических задач, связанных с рассмотрением поведения электронов в кристалле, так и для решения задач практического значения, связанных с изготовлением и эксплуатацией полупроводниковых приборов.

1. Влияние температуры

У полупроводника с повышением температуры происходят усиление колебаний атомов относительно положения равновесия и расширение решетки. У некоторых полупроводников согласно рис. 2.7 с увеличением постоянной решетки имеет место уменьшение ширины запрещенной зоны, которое сопровождается смещением полосы фундаментального поглощения в сторону длинных волн (см. рис. 11.5). Для многих полупроводников в области температур много меньших температуры Дебая, температурная зависимость ширины запрещенной зоны описывается эмпирическим соотношением вида

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (11.42)$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны при 0 К; α и β — константы, значения которых для некоторых полупроводников приведены в табл. 11.2.

При температурах, много больших температуры Дебая, зависимость ширины запрещенной зоны становится линейной:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T. \quad (11.43)$$

2. Влияние давления

При всестороннем сжатии кристалла, обеспечиваемом так называемым гидростатическим давлением, расстояние между его атомами уменьшается. Но уменьшение межатомного расстояния согласно рис. 2.7 должно вызвать увеличение ширины запрещенной зоны.

Увеличение E_g с ростом давления наблюдается у большинства полупроводников с прямыми запрещенными зонами. У таких полупроводников с ростом гидростатического давления край собственного поглощения смещается в сторону коротких длин волн.

У полупроводников с непрямыми запрещенными зонами может быть сложная зависимость E_g от давления. Например, у германия, как следует из рис. 11.15, с увеличением давления E_g возрастает, а у кремния, наоборот, уменьшается (рис. 11.16). У арсенида галлия с ростом гидростатического давления минимум зоны проводимости для прямых переходов движется вверх быстрее, чем минимум для не прямых переходов. Поэтому при повышении давления он может стать полупроводником с непрямыми переходами.

Одностороннее сжатие или растяжение кристалла приводит к сдвигу положения различных минимумов энергии в зоне проводимости. Например, сжатие кристалла кремния вдоль оси $[100]$ уменьшает ширину запрещенной зоны в направлении сжатия, но из-за одновременного растяжения в поперечном направлении минимумы зоны проводимости, находящиеся в плоскости, перпендикулярной направлению сжатия, смещаются в область больших энергий (рис. 11.16). В случае германия n -типа наибольший эффект наблюдается при сжатии в направлении $[110]$. Изменение энергетической структуры кристалла вызовет перераспределение электронов, которые переходят в состояния с меньшей энергией, возникшие в результате деформации сдвига. Это скажется на значении упругих констант, т. е. на коэффициенте пьезосопротивления.

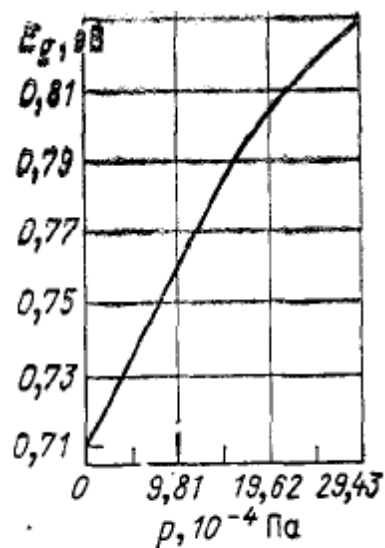


Рис. 11.15. Зависимость ширины запрещенной зоны германия при 350 К от давления

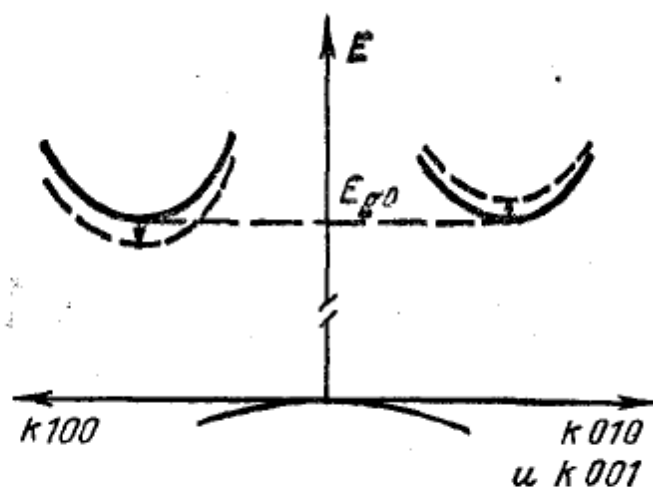


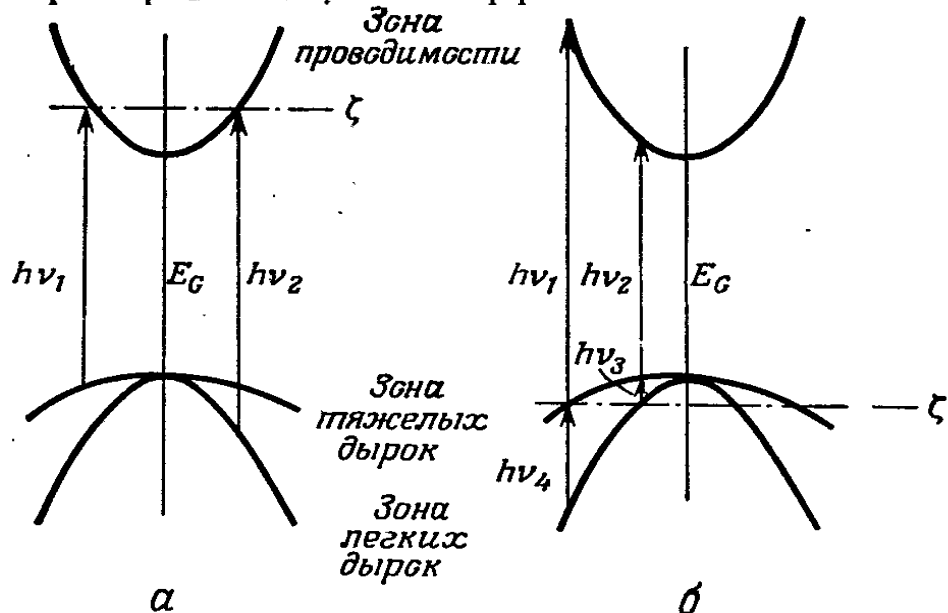
Рис. 11.16. Продольные и поперечные смещения долин зоны проводимости в кремнии под действием одноосного сжатия вдоль направления $[100]$

20. Пояснити ефект Бурштейна – Мосса для поглинання. Яка

спостерігається відмінність між розрахунком та експериментом?

3.7.1. Изменение края поглощения за счет свободных носителей
(эффект Бурштейна — Мосса)

Экспериментальные исследования края поглощения антимонида индия, выполненные в начале 50-х годов, показали, что в сильно легированном материале n -типа край находится при гораздо больших энергиях, чем в собственном материале. Разница между собственным материалом и материалом p -типа была невелика. Объяснение этого эффекта, предложенное независимо Бурштейном [109] и Моссом [481], заключается в том, что благодаря достаточно низкой плотности состояний в зоне проводимости относительно малое число электронов может заполнить эту зону, что будет влиять на край поглощения. Другими словами, многие состояния вблизи дна зоны проводимости уже заполнены и поэтому не могут принимать электроны, оптически возбуждаемые из валентной зоны (фиг. 3.11, a). Этот эффект, который с тех пор был обнаружен во многих материалах, имеет наибольшую величину в материалах с малой эффективной массой, т. е., как правило, в узкозонных материалах n -типа. В узкозонном материале, например в InSb , этот эффект легче всего наблюдать



Фиг 311. Межзонное поглощение в вырожденном (сильно легированном) полупроводнике.

a — материал n типа, b — материал p типа

еще и потому, что край поглощения находится в длинноволновой области и достаточно лишь небольшого смещения по шкале энергий, чтобы получить заметное смещение по шкале длин волн (фиг. 11.2).

Рассмотрим прямые переходы в полупроводнике n -типа в предположении о том, что энергетические зоны описываются параболическим законом дисперсии и их вид не меняется при введении донорных примесей. Предполагается, что валентная зона полностью занята электронами, а состояния зоны проводимости заполнены с вероятностью f_e , определяемой функцией распределения Ферми — Дирака:

$$f_e(E_c) = \left(1 + \exp \frac{E_c - \zeta}{kT}\right)^{-1}, \quad (3.55)$$

где ζ — энергия Ферми. Коэффициент поглощения $K(h\nu)$ для вертикальных переходов пропорционален вероятности того, что соответствующее состояние в зоне проводимости свободно, так что

$$K(h\nu) = K_0(h\nu) [1 - f_e(E_c)]; \quad (3.56)$$

E_c однозначно определяется энергией фотона, которая, согласно формуле (3.13), может быть записана в виде

$$h\nu = E_c - E_v = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right). \quad (3.57)$$

Удобно принять в качестве начала отсчета энергии минимум зоны проводимости, так что $E_c = \hbar^2 k^2 / 2m_e$. Три приведенные выше формулы можно теперь использовать, чтобы вывести выражение (впервые полученное Кайзером и Феном [353]) для энергии фотона, при которой коэффициент поглощения уменьшается в $K_0(h\nu)/K(h\nu)$ раз, а именно:

$$h\nu = E_G + \left\{ \xi - kT \ln \left[\frac{K_0(h\nu)}{K(h\nu)} - 1 \right] \right\} \left(1 + \frac{m_e}{m_h} \right). \quad (3.58)$$

Из этой формулы следует, что при $K(h\nu) \ll K_0(h\nu)$ и в пренебрежении малыми изменениями величины $K_0(h\nu)$ график зависимости $\ln [K(h\nu)]$ от $h\nu$ должен иметь наклон $kT[1 + (m_e/m_h)]$. Формулу (3.58) можно использовать для определения эффективной массы электрона, сравнивая кривую поглощения сильно легированного полупроводника (с известной концентрацией носителей) с кривой для относительно чистого образца. Из этих данных можно получить довольно точное значение ξ , поскольку отношение m_e/m_h обычно достаточно мало, чтобы можно было пользоваться оценочной величиной. Затем можно вычислить эффективную массу m_e с помощью выражения для концентрации электронов, требуемой для такого заполнения зоны, которое определяется найденным положением уровня Ферми (см., например, [678]), а именно:

$$n = 4\pi (2m_e kT / h^2)^{3/2} F_{1/2}(\xi / kT), \quad (3.59)$$

где $F_{1/2}(\eta)$ — функция Ферми, табулированная Мак-Даугалом и Стоунером [448].

С другой стороны, формулы (3.58) и (3.59) можно использовать для вычисления коэффициента поглощения $K(h\nu)$, соответствующего данным значениям n и m_e , поэтому они полезны при определении фотоответа длинноволновых фотовольтаических детекторов (см. разд. 12.3.1).

Формула (3.58) учитывает оптические переходы только из одной валентной зоны. На самом деле ситуация немного сложнее, поскольку приходится принимать во внимание переходы как из валентной зоны легких дырок, так и из валентной зоны тяжелых дырок. Соотношение между смещениями порога поглощения при $T = 0$, соответствующими этим двум типам переходов, можно уяснить из рассмотрения фиг. 3.11, а. Для переходов между зоной тяжелых дырок и зоной проводимости поглощение будет иметь место, начиная с энергий кванта $h\nu_1$, затем будет наблюдаться второй порог при более высокой энергии $h\nu_2$. Эти два смещенных края можно различить экспериментально, разумеется, лишь при низких температурах. Поскольку основной вклад в коэффициент поглощения вносят переходы из зоны тяжелых дырок и поскольку этой зоне отвечает порог при меньших энергиях фотона ($h\nu_1 < h\nu_2$), то на практике применение формулы (3.58) приводит лишь к небольшим ошибкам при $K(h\nu) \ll K_0(h\nu)$.

Интересно отметить, что в материале p -типа пороги поглощения расположены в обратном порядке, как это видно на фиг. 3.11, б. Край поглощения для зоны легких дырок находится при меньшей энергии кванта ($h\nu_2$), чем край для зоны тяжелых дырок ($h\nu_1$). На этой же диаграмме видно, что, по мере того как уровень Ферми движется в глубину валентной зоны, поглощение, связанное с переходами между верхней парой валентных зон, простирается в сторону больших энергий, будучи ограниченным с этой стороны энергией $h\nu_4$. Низкоэнергетический предел переходов между валентными зонами при $T = 0$ определяется величиной $h\nu_3$. Таким образом, в вырожденном материале p -типа даже при повышенных температурах пик поглощения, связанный с этой парой валентных зон, смещается в сторону больших энергий по мере увеличения концентрации дырок. Такое смещение пика не наблюдается в невырожденном материале (т. е. в том случае, когда уровень Ферми расположен по меньшей мере на $2kT$ выше максимума валентной зоны), хотя величина коэффициента поглощения возрастает с увеличением концентрации дырок. Рассмотрение переходов между валентными зонами с участием отщепленной зоны оказывается не столь простым, если отношение эффективных масс неизвестно.

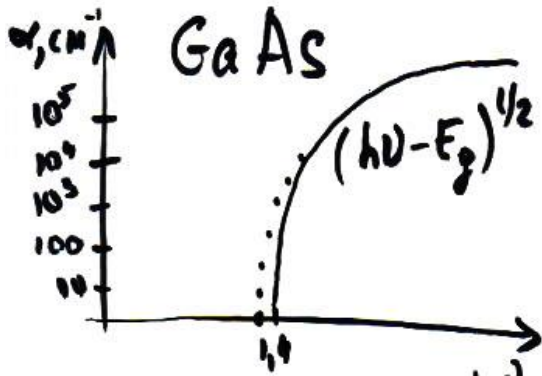
В случае непрямых переходов ситуация несколько сложнее в том отношении, что теоретическое рассмотрение не позволяет получить аналитические выражения, которые можно было бы использовать на практике. При учете распределения электронов f_e выражение для коэффициента поглощения должно содержать вместо интеграла, фигурирующего в формуле (3.30), следующий интеграл:

$$\int_0^{E'} [1 - f_e(E_c)] \rho_c(E_c) \rho_v(E_c - h\nu \pm E_p) dE_c.$$

При увеличении концентрации носителей также происходит сдвиг края поглощения в сторону бóльших энергий, однако резкие пороги поглощения не наблюдаются даже при температуре абсолютного нуля, поскольку при каждой энергии фотона возможны процессы поглощения с переходом в некоторую область состояний зоны проводимости как выше, так и ниже уровня Ферми.

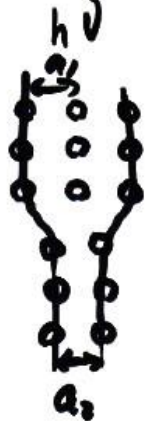
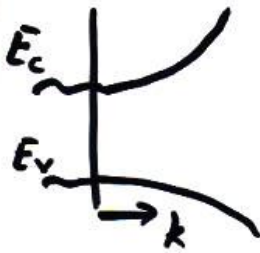
Еще один эффект, обусловленный свободными носителями, связан с электрон-электронным и электрон-примесным взаимодействием. Вольф [803], используя теорию возмущений применительно к проблеме многих тел, показал, что этот эффект в основном заключается в простом смещении энергетических зон в сторону меньших энергий одновременно с небольшим уменьшением эффективной массы.

№21 Вивести правило Урбаха



КРАПКАМИ ПОКАЗАНО ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНУ Х-КУ

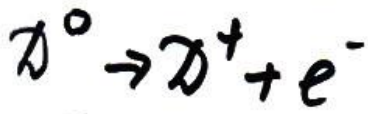
$$\frac{d(\alpha k)}{\alpha(h\nu)} = \frac{1}{kT};$$



ДИСЛОКАЦІЇ $a_0 > a$,

ОТЖЕ В СЕРЕДИНІ n/p ВИНИКАЮТЬ ЗОНИ СТИСНЕННЯ АБО РОЗРІДЖЕННЯ;

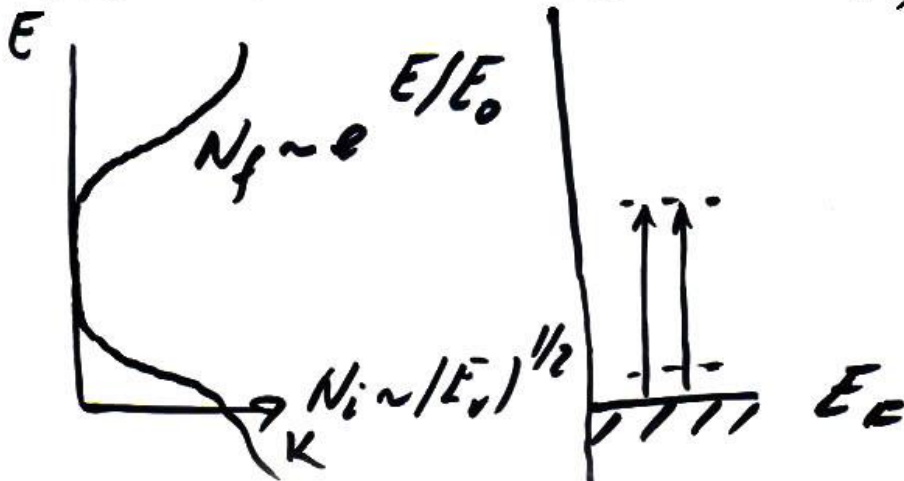
$Si < P$ - ВВОДИМО ДОМІШКУ З БІЛЬШИМ РОЗМІРОМ
 $Si < B$ - І ВОНА РОЗПИРАЄ КРИСТАЛ;
 - З МЕНШИМ РОЗМІРОМ - СТВ. РОЗРІДЖЕННЯ



ВИНИКАЄ ЕЛЕКТРОННА



Тобто або це перестроєні ефекти, або ведуть до стиснення, або розтягування, або електростатична взаємодія, яка веде до осередку E_c і E_v на дефектах.



Для легированного материала хвосты вытекают через те, что в легированной,

$$h\nu = E - E_V$$

$$\alpha(h\nu) = \int N_V(E) N_F(E) dE =$$

$$= A \int_{E_{FH}}^{h\nu - E_{FH}} |E_V|^{1/2} \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) dE \quad \textcircled{=}$$

$$E_V = E - h\nu; \quad x = \frac{h\nu - E}{E_0} \text{ - удобно так у}$$

замінити

$$x_{\min} = \frac{h\nu - E_{FH}}{E_0}; \quad x_{\text{вертик}} = \frac{E_{FH}}{E_0} \quad dE = -E_0 dx$$

где E_{FH} - уровень Ферми для дырок;

$$\textcircled{=} \alpha(h\nu) = A \int_{E_{FH}/E_0}^{(h\nu - E_{FH})/E_0} E_0^{1/2} \left(\frac{E - h\nu}{E_0}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{E - h\nu}{E_0}\right) \exp\left(\frac{h\nu}{E_0}\right) dE =$$

$$= -A e^{\frac{h\nu}{E_0}} E_0^{3/2} \int_{\frac{h\nu - E_{FH}}{E_0}}^{\frac{E_{FH}}{E_0}} x^{1/2} e^{-x} dx \quad \textcircled{=}$$

$$\int x^n e^{ax} dx = \frac{1}{a} x^n e^{ax} - \frac{n}{a} \int x^{n-1} e^{ax} dx;$$

$$\int x^{1/2} e^{-x} dx = -x^{1/2} e^{-x} + \frac{1}{2} \int x^{-1/2} e^{-x} dx$$

Другие задания решаются до итер
следует

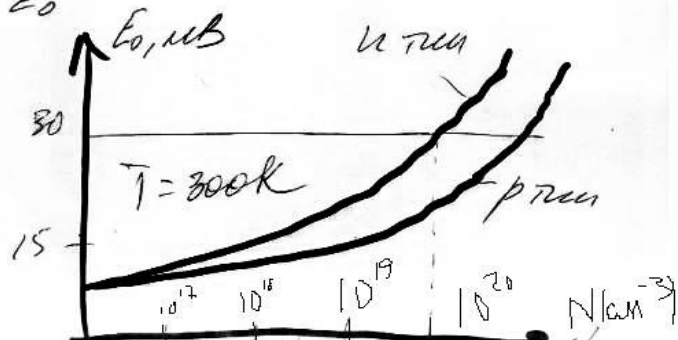
$$\textcircled{=} A e^{\frac{h\nu}{E_0}} E_0^{3/2} x^{1/2} e^{-x} \Big|_{\frac{h\nu - E_{FH}}{E_0}}^{\frac{E_{FH}}{E_0}} \approx A e^{\frac{h\nu}{E_0}} E_0^{3/2} \left(\frac{E_{FH}}{E_0}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_{FH}}{E_0}} \approx$$

$$\approx c \cdot e^{-h\nu/E_0};$$

$$\ln \alpha(h\nu) = \ln c + \frac{h\nu}{E_0};$$

$$d \ln \alpha(h\nu) = d(h\nu)/E_0;$$

$$\frac{d \ln \alpha(h\nu)}{d(h\nu)} = 1/E_0$$



22. Экситоны Ванье-Мота та Френкеля. Які умови спостереження екситонів? Типи екситонних комплексів, їх енергетичний спектр. (23. Екситонне поглинання (Його теж можна писати по цьому джерелу))

При поглиненні світла напівпровідником можливо таке возбудження електрона валентної зони, при якому він не переходить в зону провідності, а утворює з діркою зв'язану квазічастину, що має нульовий спин, оскільки електрон і дірка мають антипаралельні спіни. Таку систему, отримавши назву екситона, можна представити як збуджене стан атома кристалла, який передається від атома до атома за допомогою квантовомеханічного резонансу.

Екситон Ванье-Мотта — екситон, радіус якого значно більший за характерний період ґратки.

Екситони Ванье-Мотта існують в напівпровідниках за рахунок великої діелектричної проникності останніх. Велика діелектрична проникність призводить до послаблення кулонівської взаємодії між електроном і діркою, що й є причиною великого радіусу екситона.

Екситон **Френкеля** або **екситон малого радіуса** — електронне збудження в кристалі, що не переносить електричного струму, граничний випадок екситона. Електрон та дірка, що складають екситон Френкеля, належать одному вузлу або сусіднім вузлам кристалічної ґратки, таким чином, радіус екситона складає величину того ж порядку що й період ґратки.

Умови існування екситонів:

- 1) $kT < E_{\text{іон}} \sim E_{\text{ех}}$ (низькі температури);
- 2) напівпровідник слабо легований;
- 3) $V_e = V_h$

Собственные значения энергии $E'_{\text{экс}}$, являющиеся энергией связи экситона, образуют водородоподобную серию

$$E'_{\text{экс}} = - \frac{e^4 m_r^*}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 n^2} = - \frac{E_{\text{экс}}}{n^2}, \quad (11.71)$$

где

$$E_{\text{экс}} = \frac{e^4 m_r^*}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}; \quad (11.71a)$$

n — квантовое число, определяющее различные экситонные состояния ($n \geq 1$).

$$m_r^* = \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*}$$

Поскольку в экситоне приведенная масса меньше эффективной массы электрона и дырки (11.68), энергия связи экситона будет меньше энергии ионизации донора (2.174).

Следовательно, полная энергия экситона с учетом (11.71) равна:

$$W_{\text{экс}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{экс}}^2}{2M^*} + E'_{\text{экс}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{экс}}^2}{2M^*} - \frac{E_{\text{экс}}}{n^2}. \quad (11.72)$$

Примем дно зоны провідності за начало отсчета энергии и будем считать, что ему соответствует начало сплошного спектра экситона ($n = \infty$). В этом случае энергетическая диаграмма различных экситонных состояний будет подобна представленной на рис. 11.21. Если оптический переход прямой совершается при $k = 0$, экситон будет характеризоваться водородоподобной серией линий поглощения, удовлетворяющих соотношению

$$h\nu = E_g - \frac{E_{\text{экс}}}{n^2}, \quad (11.74)$$

В полупроводниках с прямыми переходами при $k = 0$ экситону ($n = 1$) соответствует очень узкий пик на краю поглощения, который уширяется с повышением температуры, как это показано на рис. 11.22.

Рис. 11.21. Диаграмма энергетических уровней экситона и его возбужденных состояний. Энергия экситона отсчитывается от края зоны проводимости

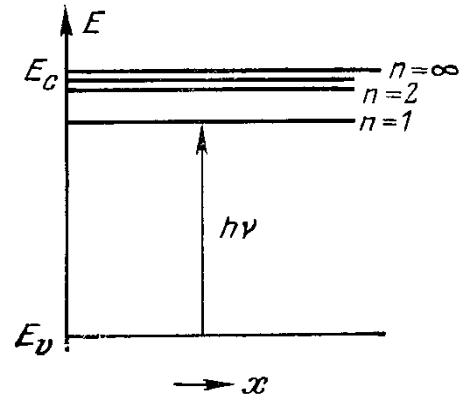
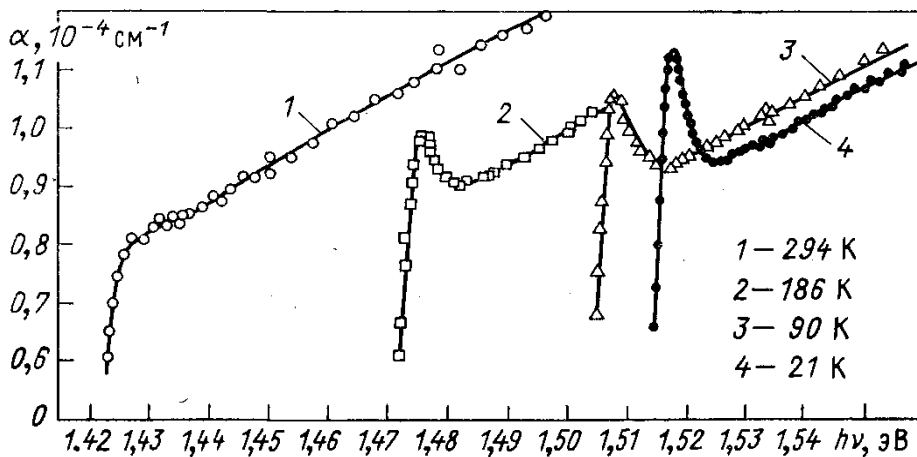


Рис. 11.22. Экситонное поглощение в арсениде галлия



В полупроводниках с непрямыми переходами также возможно образование экситонов. В этом случае длинноволновый край спектра поглощения экситона ($n = 1$) определяется из условия для переходов с поглощением фонона

$$h\nu = E_g - E_p - E_{\text{экс}} \quad (11.75)$$

и с испусканием фонона

$$h\nu = E_g + E_p - E_{\text{экс}}. \quad (11.76)$$

В полупроводниках с непрямыми переходами образование экситона сопровождается возникновением ступеньки на краю собственного поглощения. При этом возможны переходы с участием нескольких фононов, испускание и поглощение которых возможны в различных комбинациях, поэтому на краю поглощения будет наблюдаться много ступенек, как, например, на рис. 11.23.

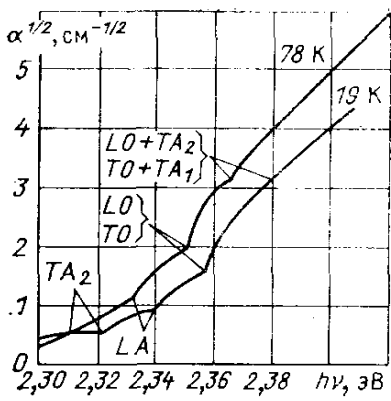
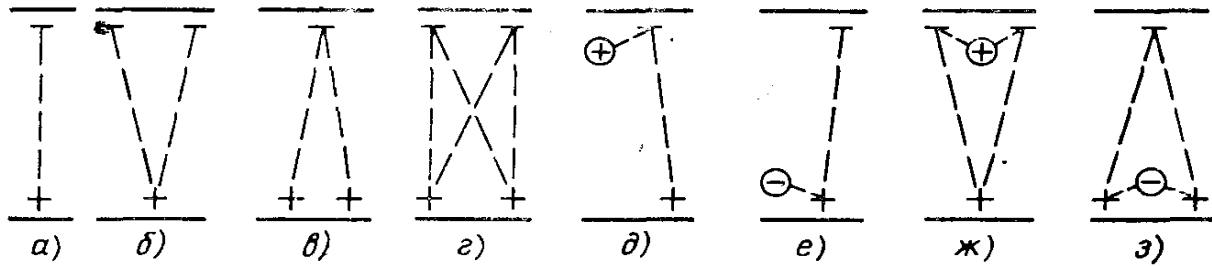


Рис. 11.23. Структура края поглощения GaP. Стрелками указаны пороговые энергии образования экситонов с эмиссией фононов

Рис. 11.24. Экситонные комплексы:

а, б, в, г — свободные экситоны; д, е, ж, з — связанные экситоны



Свободная дырка может объединиться с нейтральным донором или акцептором и образовать заряженные экситонные ионы (рис. 11.24, д, з). В этом случае электрон и дырка, связанные с донором, движутся вокруг донора (рис. 11.26), поэтому такой комплекс называется «связанным экситоном».

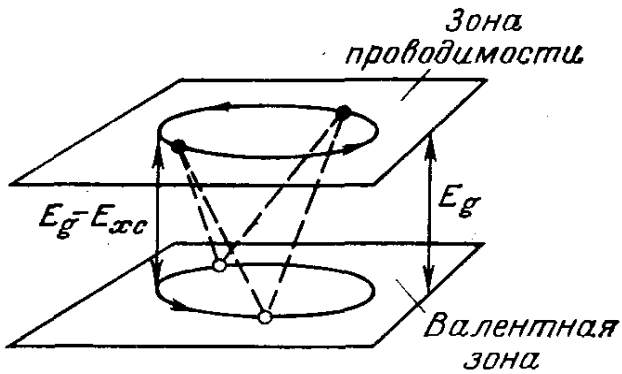


Рис. 11.25. Экситонный комплекс, состоящий из двух электронов, связанных с двумя дырками

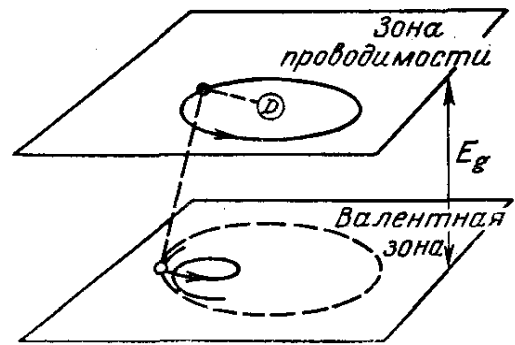


Рис. 11.26. Экситон, связанный с донором D

24. Домішкове поглинання. Властивості поглинання для донорно-акцепторних пар.

Поглощение света, приводящее к ионизации или возбуждению примесных центров в кристалле, называют примесным поглощением. Допустим, что в кристаллической решетке полупроводника имеется донорная или акцепторная примесь (рис. 11.31, а, б) или примесь с глубокими энергетическими уровнями (рис. 11.31, в, г). У такого полупроводника будет наблюдаться полоса поглощения, вызываемая переходами электронов с энергетических уровней примеси в зону проводимости или переходами электронов валентной зоны на примесные уровни. Так как энергия ионизации примесного центра меньше энергии, требуемой для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости, полосы примесного поглощения располагаются за краем фундаментального поглощения.

Кроме основных состояний примесные центры могут иметь и энергетические уровни возбуждения, энергия которых для доноров и акцепторов согласно (2.174) определяется выражением

$$E = 13,52 \frac{Z^2}{\epsilon_r^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{n^2}, \quad (11.114)$$

где $n = 1, 2, \dots$

Оптическое возбуждение электронов примеси, приводящее к переводу электрона примеси из основного состояния в возбужденное, будет сопровождаться поглощением, в спектре которого будет наблюдаться несколько полос. В качестве примера на рис. 11.32 представлен спектр поглощения кремния, легированного бором с $N_a = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при 4,2 К.

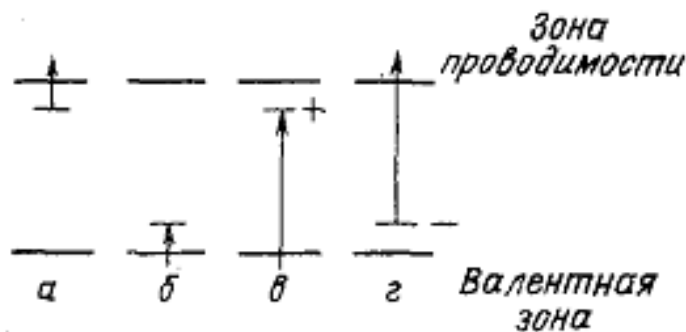


Рис. 11.31. Поглощение, связанное с переходами между примесными уровнями и зонами:

а — донор — зона проводимости; б — валентная зона — акцептор; в — валентная зона — донор; г — акцептор — зона проводимости

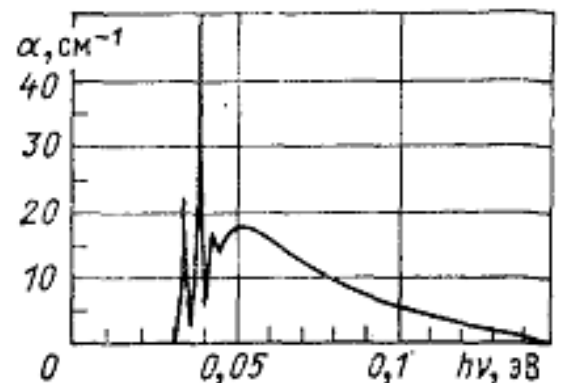
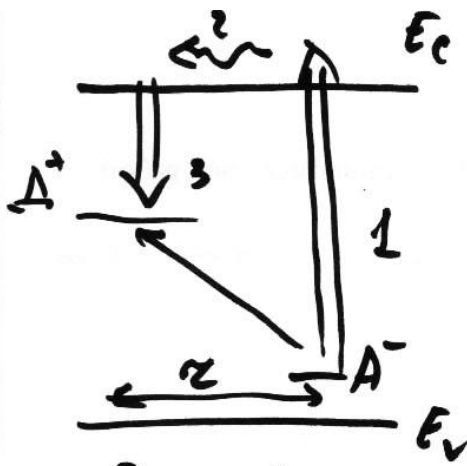


Рис. 11.32. Спектр поглощения кремния, легированного бором



Для донорно-акцепторних пар.

$$K = \frac{N_D}{N_A} < 1 \text{ НЕДОКОМПЕНСОВАНА}$$

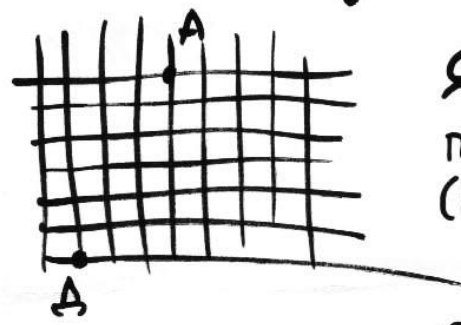
$K > 1$ ПЕРЕКОМПЕНСОВАНА

$K = 1$ - СКОМПЕНСОВАНА С-МН

Якщо $K=1$ МАТЕРІАЛ Е НАПІВІЗОЛЮЮЧИМ

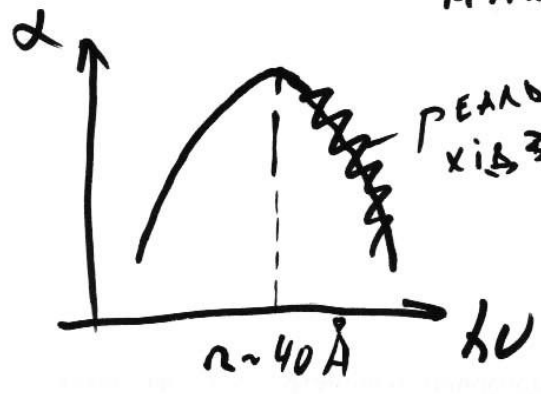
Якщо відбувається перехід під дією $h\nu$ в С зоні:

$$h\nu_{\text{поглин.}} = E_g - E_D - E_A + \frac{e^2}{\epsilon z};$$



Якщо відстань велика то ймов. прямого переходу мала (бо мала ймов. тунелювання)

Якщо відстань мала, то пар мало але велика ймов. тунелювання



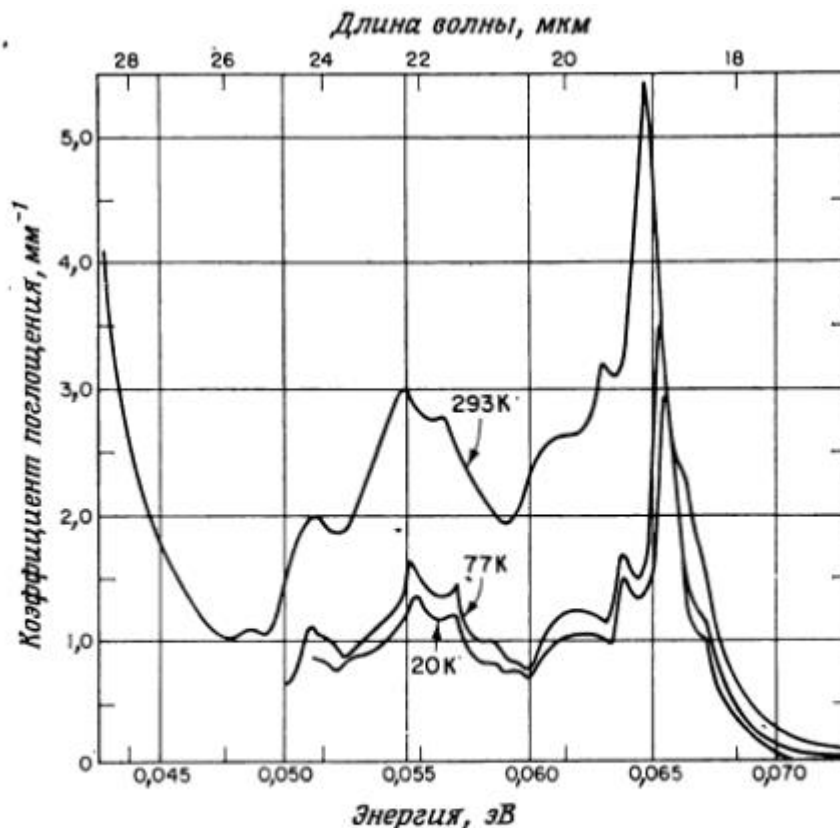
РЕАЛЬНИЙ ХІЗ ЗАЛЕЖНОСТІ.

25. Фононные поглощения.

Бинарные полупроводники $A^{III}B^V$ состоят из атомов различного типа и имеют ионную составляющую химической связи. Поэтому их можно рассматривать как состоящие из электрических диполей. Эти диполи могут взаимодействовать с электромагнитным излучением. Наиболее сильное поглощение электромагнитного излучения имеет место, когда частота излучения равна частоте собственных колебаний диполей. Поглощение света полупроводником, связанное с возбуждением колебаний кристаллической решетки, называют *решеточным поглощением*. Так как решетка кристалла может поглощать энергию электромагнитного поля излучения только при определенных значениях энергии фотона, спектр ее характеризуется рядом пиков поглощения, лежащих в далекой инфракрасной области спектра (рис. 11.33).

Значения частот излучения, поглощаемого колебаниями решетки, определяются совокупностью оптических и акустических ветвей колебаний. В полупроводниках имеются две поперечные оптические (ТО) ветви колебаний, две поперечные акустические (ТА), одна продольная оптическая (ЛО) и одна продольная акустическая (ЛА).

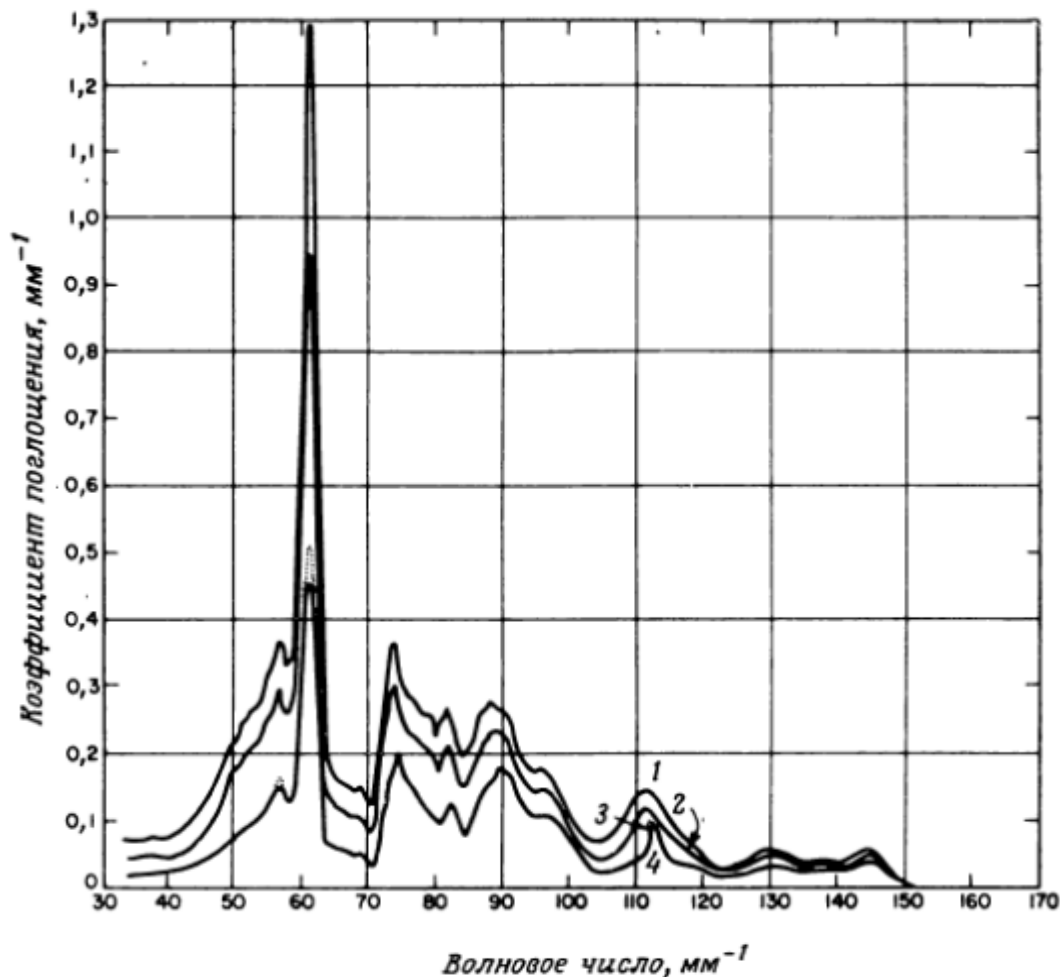
При поглощении света решеткой должен выполняться закон сохранения квазиимпульса, т. е. должны поглощаться только такие фотоны, импульс которых равен квазиимпульсу фонона. Но импульс фонона $q = h/\lambda_{\text{фон}}$ мал по сравнению с квазиимпульсом фотона $P = h/\lambda_{\text{фот}}$, поэтому для выполнения закона сохранения квазиимпульса должно быть испущено два или несколько фононов. Все это обуславливает сложную структуру спектра поглощения света колебаниями решетки. На рис. 11.33 приведена часть спектра решеточного поглощения электронного арсенида галлия, а идентификация этих пиков поглощения дана в табл. 11.4.



Ф и г. 3.42. Спектр поглощения, связанного с колебаниями решетки, высокоомного GaAs *n*-типа в области энергий 0,04 ÷ 0,07 эВ (нижняя шкала) при 20, 77 и 293 К [78].

Соответствующие длины волн даны на верхней шкале.

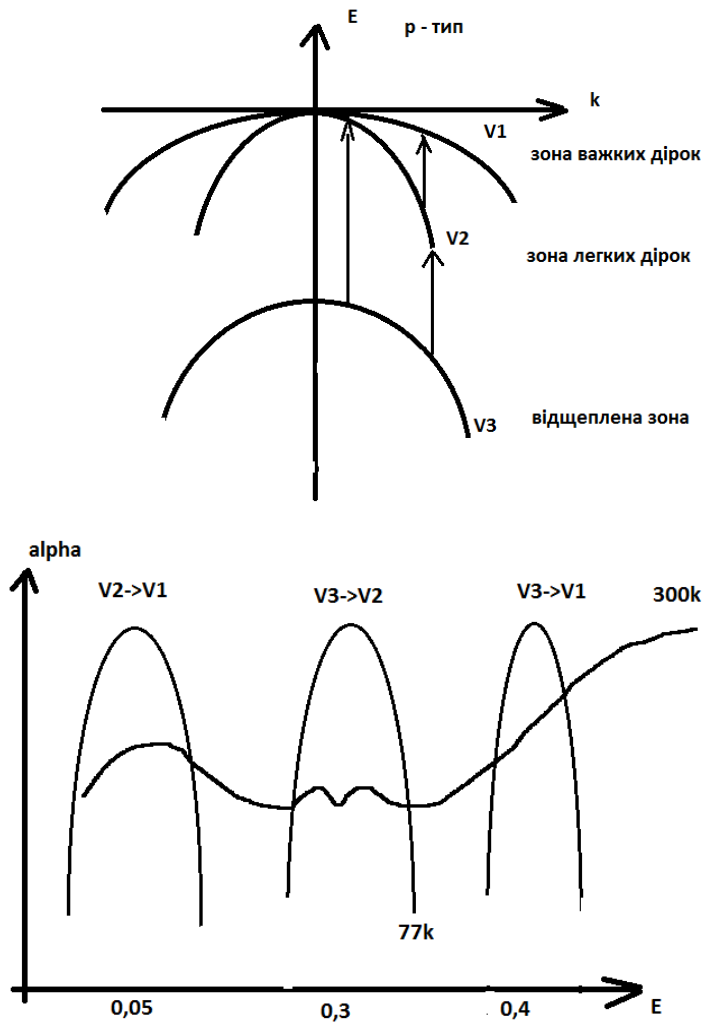
В гомополярных полупроводниках, таких как кремний и германий, нет диполей. Но их атомы под воздействием поля световой волны приобретают дипольный момент. Индуцируемый диполь сильно взаимодействует с излучением и в результате возникают фононы. Ресеточное поглощение германия лежит в инфракрасной области спектра от 14 до 33 мкм, а кремния — в области от 7 до 30 мкм. На рис. 11.34 показан спектр решеточного поглощения кремния, а идентификация фононов приведена в табл. 11.5.



Ф и г. 3.43. Решеточное поглощение в кремнии, выращенном в вакууме [24].
Кривая 1 — 365 К; кривая 2 — 290 К; кривая 3 — 77 К; кривая 4 — 20 К.

Интересно отметить, что введение в гомополярный полупроводник дефектов (например, путем облучения нейтронами) создает локальные поля, которые делают возможными однофононные переходы (в нормальных условиях запрещенные) [34].

26. Внутризонні переходи для напівпровідників n- та p- типів.



Внутризонні переходи це такий тип переходу коли енергія електрону (дірки) змінюється в рамках зони провідності (валентної зони). При цьому хвильовий вектор k залишається сталим.

Якщо розглянути напівпровідник p типу (див. Рисунок) в валентній зоні якого є підзони: важких дірок, легких дірок і зона в відщеплення. Ці підзони утворюються за рахунок спіні орбітальної взаємодії. Можливі переходи $V2 \rightarrow V1$, $V3 \rightarrow V1$, $V3 \rightarrow V2$. Це викликає зростання коефіцієнту поглинання, як видно на графіку де зображено дві криві залежності коефіцієнту поглинання від енергії для 77к і для 300к. При збільшенні легування енергії першого і другого переходів зростають, а третього зменшуються.

Для напівпровідника n – типу картинка буде схожа тільки буде лише дві зони: дно зони провідності і відщеплена зона. Відповідно буде лише один «пагорб» на кривій поглинання. Зони в «n» напівпровіднику це параболи гілками вгору.

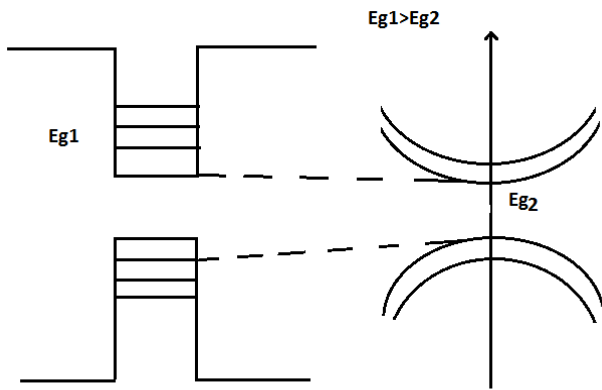
27. Міжзонні та міжпідзонні переходи в квантових ямах.

Розглянемо переходи в квантових ямах, або іншими словами нанорозмірних системах.

Запишемо рівняння Шредингера для квадратної потенціальної ями.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(r) = E \psi(r)$$

Як відомо його розв'язки мають вигляд:



$$\psi_n(k) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi k}{a}\right)$$

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma}$$

Де a – ширина ями. На рисунку зображено вигляд енергетичних рівнів. Зверху (парабола) рівень n' , знизу рівень n (нижня парабола).

$$E = E_n^{\pm} + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2)$$

$$E_n^{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2$$

Між цими рівнями енергії можливі два типи переходів

Міжзонний перехід

Ймовірність такого переходу $W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 g(E_f)$, де g – густина станів.

$$H_{if} = \int \psi_f(r) \cdot E_y \cdot \psi_i(r) dr$$

$$H_{if} = H_{cv} + H'_{nn}$$

$$H'_{nn} = \int \Psi_n(r)^2 \cdot \Psi'_n(r)^2 dr$$

$$n=1 \quad \hbar\nu_1 = E_g + E_{v1} + E_{c1}$$

$$n=2 \quad \hbar\nu_2 = E_g + E_{v2} + E_{c2}$$

Відповідно спектр поглинання для квантової ями суттєво відрізняється від поглинання об'ємного матеріалу



МіжшДзонні переходи

Для таких переходів $h\nu < E_g$

Поляризація E паралельна до квантової ями при об'ємному поглинанні, і перпендикулярна при поверхневому. (от таке в мене в конспекті написано, в бончі не знайшов).

Енергії таких переходів $E_1 = 39\text{meV}$, $E_2 = 151\text{meV}$, $E_3 = 339\text{meV}$

Для внутризонних $E_{12} = 113\text{meV}$;

28. Рівноважні та нерівноважні носії заряду. Час життя нерівноважних носіїв заряду.

§ 1. Неравновесные носители заряда

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий (освещения, электрического тока в неоднородных структурах и других) концентрации электронов и дырок могут изменяться на много порядков. Это приводит к ряду специфических явлений, которые лежат в основе действия многих полупроводниковых приборов.

Чтобы пояснить, почему изменяются концентрации электронов и дырок, рассмотрим группу состояний электронов, которые изображаются точками в p -пространстве, заключенными внутри малого объема δp_1 (рис. 7.1). Часть из этих состояний фактически заполнена электронами, которые под влиянием теплового движения (сюда включается и тепловое излучение, находящееся в равновесии с кристаллом) могут переходить в другие состояния, например, принадлежащие объему δp_2 . При этом энергия электронов может изменяться. Обозначим через ν_{12} темп таких переходов, т. е. число переходов в единицу времени, рассчитанное на единицу объема кристалла, а темп обратных переходов из состояния 2 в состояние 1 — через ν_{21} . Тогда при термодинамическом равновесии устанавливается такое распределение электронов по квантовым состояниям, что

$$\nu_{12} = \nu_{21}. \quad (1.1)$$

Суммарные концентрации электронов и дырок равны при этом их равновесным значениям n_0 и p_0 . Соотношение (1.1) выражает *принцип детального равновесия*, который играет большую роль при статисти-

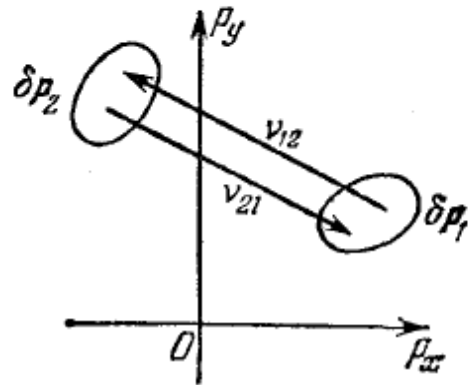


Рис. 7.1. Прямые и обратные электронные переходы.

ческих расчетах и более подробно будет рассмотрен в гл. XIII.

Существенно подчеркнуть, что взаимное уравнивание прямых и обратных переходов справедливо не только для всей совокупности состояний, но и для отдельных их физически малых групп. Так, например, рассматривая тепловые возбуждения электронов

из валентной зоны в зону проводимости, можно непосредственно заключить, что темп этих переходов (тепловой генерации электронно-дырочных пар) равен темпу обратных выпадений электронов из зоны проводимости в валентную зону (или рекомбинации электронно-дырочных пар), что вытекает просто из условия постоянства концентраций электронов и дырок в зонах. Однако согласно принципу

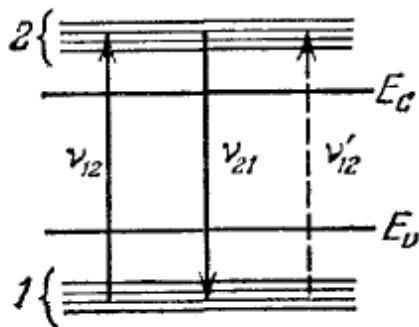


Рис. 7.2. К иллюстрации принципа детального равновесия. Тепловая генерация электронно-дырочных пар ($1 \rightarrow 2$) и обратный процесс рекомбинации электронов и дырок ($2 \rightarrow 1$).

детального равновесия можно утверждать гораздо больше, а именно что это равенство справедливо и для отдельных групп энергетических уровней в зонах (рис. 7.2).

При наличии внешних воздействий на полупроводник к тепловым переходам ν_{12} добавляются переходы ν'_{12} нетепловой природы, и при этом частота обратных переходов ν_{21} тоже изменяется. Состояние полупроводника в таких условиях мы будем называть *термодинамически неравновесным*. При этом принцип детального равновесия, вообще говоря, уже не выполняется.

При нарушении термодинамического равновесия концентрации электронов и дырок в зонах и их температуры

равновесия концентрации электронов и дырок в зонах n и p изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т. е. в зонах появляются *неравновесные* носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$. При этом изменяются и концентрации связанных носителей n_t и p_t .

Сказанное справедливо, конечно, и для металлов. Однако концентрация электронов в металлах гораздо больше, чем в полупроводниках, и ее относительное изменение обычно ничтожно мало.

Отметим, что уже в гл. VI мы имели дело, по существу, с неравновесными состояниями, так как наличие тока нарушает термодинамическое равновесие (ср. § VI. 3). Однако там можно было считать, что по отношению к концентрации носителей заряда равновесие сохраняется. Это значит, что для данного полупроводника при заданной температуре установившаяся концентрация электронов определяется только значением электростатического потенциала (ср., например, § VI.12). Теперь мы рассмотрим явления, в которых нарушается равновесие и по концентрациям. Именно такие состояния мы будем называть в дальнейшем *неравновесными*.

§ 2. Время жизни неравновесных носителей заряда

В настоящей главе мы будем рассматривать поведение неравновесных носителей заряда только в объеме полупроводника, отвлекаясь от возможного влияния его поверхности. Это можно сделать, если

отношение поверхности к объему образца достаточно мало (строго говоря, для бесконечно протяженного полупроводника). Однако основные понятия и соотношения, вводимые в настоящей главе, сохраняются и в тех случаях, когда процессами генерации и рекомбинации на самой поверхности пренебрегать нельзя. Влияние по-

бинации на самой поверхности пренебрегать нельзя. Влияние поверхности на неравновесные состояния будет рассмотрено дополнительно в гл. X, где будут выяснены и условия, при которых этим влиянием можно пренебречь.

Положим, что под влиянием внешнего воздействия в каждой единице объема полупроводника в единицу времени возникает g_n электронов проводимости и, соответственно, g_p дырок в валентной зоне. Темпы генерации g_n и g_p будем считать сначала одинаковыми по всему объему, хотя и не обязательно равными друг другу. Пусть, далее, R_n есть темп обратного процесса исчезновения свободных электронов вследствие процессов рекомбинации с дырками (свободными и связанными на локальных уровнях энергии) и, соответственно, R_p — темп рекомбинации свободных дырок. Если в полупроводнике нет электрического тока, то изменение во времени неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется уравнениями

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - R_n, \quad \frac{d\delta p}{dt} = g_p - R_p. \quad (2.1)$$

Подчеркнем, что g_n и g_p обозначают генерацию, обусловленную только *внешними* воздействиями, и не включают переходы, вызванные тепловым движением. Последние мы учитываем в величинах R_n и R_p , которые поэтому представляют результирующие темпы рекомбинации, т. е. разности между темпом захвата носителей из соответствующей зоны и темпом обратной тепловой генерации носителей в зону:

$$R_n = r_n - g_n\tau, \quad R_p = r_p - g_p\tau. \quad (2.2)$$

Для количественного описания кинетики неравновесных электронных процессов широко применяют понятия *среднего времени жизни неравновесных электронов* в зоне проводимости τ_n и, соответственно, *дырок* в валентной зоне τ_p , которые определяются формулами

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}. \quad (2.3)$$

Или иначе: $1/\tau_n$ есть вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени вследствие рекомбинации (со свободными и связанными дырками). Аналогично, $1/\tau_p$ есть вероятность рекомбинации одной избыточной дырки, тоже за единицу времени.

Так как r_n и r_p в формулах (2.2) по физическому смыслу не могут иметь слагаемых, не зависящих от n и, соответственно, p , то из

сравнения формул (2.2) и (2.3) следует, что

$$g_{nT} = \frac{n_0}{\tau_n}, \quad g_{pT} = \frac{p_0}{\tau_p}. \quad (2.4)$$

Следовательно, времена τ_n и τ_p определяют не только темп суммарной рекомбинации, но и темп тепловой генерации электронов и дырок.

Пользуясь понятиями времен жизни, уравнения кинетики (2.2) для однородного образца без тока можно записать в виде

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}, \quad \frac{d\delta p}{dt} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (2.5)$$

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда, устанавливающиеся после длительного воздействия внешней генерации, равны

$$(\delta n)_s = g_n \tau_n, \quad (\delta p)_s = g_p \tau_p. \quad (2.6)$$

Величины τ_n и τ_p зависят от физических особенностей элементарных актов рекомбинации электронов и дырок. При этом τ_n и τ_p , вообще говоря, могут сами зависеть от неравновесных концентраций δ_n и δ_p , а также от температуры. Поэтому τ_n и τ_p не являются характеристиками данного полупроводника, но зависят еще от условий

опыта. Эти вопросы будут подробнее рассмотрены в гл. IX (см. также § XVII.9). Сейчас же мы будем считать τ_n и τ_p заданными феноменологическими величинами, определяющими кинетику электронных процессов.

В простейшем случае, когда τ_n и τ_p не зависят от n и p , интегрирование уравнений (2.5) дает

$$\delta n = g_n \tau_n - C \exp(-t/\tau_n)$$

и такое же выражение для концентрации неравновесных дырок δp . Здесь C — постоянная интегрирования, определяемая начальными условиями. Так, если вначале полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени $t = 0$ было включено внешнее воздействие, мы имеем $t = 0$, $\delta n = 0$. Это дает

$$C = g_n \tau_n = (\delta n)_s, \quad \delta n = (\delta n)_s [1 - \exp(-t/\tau_n)]. \quad (2.7a)$$

Если в некоторый момент времени $t = t_1$ генерация выключается, то для $t \geq t_1$, $g_n = 0$, а начальное условие есть $t = t_1$, $\delta n = (\delta n)_1$. Тогда

$$C = -(\delta n)_1 \exp \frac{t_1}{\tau_n}, \quad \delta n = (\delta n)_1 \exp(-(t - t_1)/\tau_n). \quad (2.7b)$$

При постоянном τ_n установление избыточной концентрации электронов и ее исчезновение описываются экспоненциальным законом, а среднее время жизни τ_n есть время, в течение которого концентрация неравновесных электронов изменяется в e раз. То же справедливо и для неравновесных дырок.

В общем случае τ_n и τ_p , изменяющихся вместе с n и p , соотношения (2.3) определяют *мгновенные* времена жизни. Величины $1/\tau_n$ и $1/\tau_p$ в этом случае дают вероятности рекомбинации одной частицы

в единицу времени при данных значениях n и p , а τ_n и τ_p определяют времена, за которые неравновесные концентрации электронов или, соответственно, дырок изменились бы в e раз, если бы вероятность их рекомбинации сохранялась постоянной и равной данному мгновенному значению.

29. Механізми рекомбінації.

7.4. МЕХАНИЗМЫ РЕКОМБИНАЦИИ

Процессы рекомбинации неравновесных носителей заряда в полупроводниках можно разделить на два основных типа: межзонная рекомбинация и рекомбинация через ловушки.

Межзонная рекомбинация осуществляется при переходе электрона из состояния в зоне проводимости в пустое состояние валентной зоны, что равносильно уничтожению свободного электрона и свободной дырки. Этот процесс совершается при соблюдении законов сохранения энергии и квазиимпульса. Если энергия и квазиимпульс электрона в зоне проводимости (до рекомбинации) были E' и p' , а после рекомбинации равны соответственно E и p , то законы сохранения энергии и квазиимпульса запишутся в виде

$$E' = E + \Delta E; p' = p + Q. \quad (7.31)$$

Здесь Q — квазиимпульс, передаваемый электроном кристаллической решетке, а ΔE — энергия, которая выделяется при процессе рекомбинации.

В зависимости от того, каким образом рассеивается избыток энергии ΔE , межзонная рекомбинация делится на три типа:

если энергия, освобождающаяся в процессе рекомбинации, излучается в виде кванта света, рекомбинацию называют излучательной или фотонной;

если энергия, освобождающаяся в процессе рекомбинации, передается решетке, т. е. расходуется на образование фононов, рекомбинация носит название безызлучательной или фононной;

если в акте рекомбинации выделяющаяся энергия передается третьему свободному носителю заряда, рекомбинацию называют ударной, или Оке-рекомбинацией.

В полупроводниковом кристалле всегда имеются дефекты, энергетические уровни которых находятся в запрещенной зоне. Поэтому наряду с межзонной рекомбинацией может идти процесс рекомбинации через локальные уровни энергии. Дефект решетки, способный захватить электрон из зоны проводимости и дырку из валентной зоны, осуществляя их рекомбинацию, называют рекомбинационной ловушкой. В этом случае исчезновение пары — электрона и дырки проводимости — осуществляется следующим образом. Нейтральная рекомбинационная ловушка захватывает электрон из зоны проводимости, который затем через некоторое время перейдет в валентную зону. В зависимости от способа расходования энергии ΔE при переходе электрона на более низкий энергетический уровень рекомбинация через ловушки также может быть фотонной или фононной.

30. Дати означення : а) темп генерації та темп рекомбінації, б) квазірівні Фермі, в) переріз захоплення та коефіцієнт захоплення, д) центри рекомбінації та центри прилипання.

а) Темп генерації – кількість збуджених електронів за секунду. Темп рекомбінації – кількість носіїв заряду що рекомбінували за секунду

б) Квазірівні Фермі. В термодинамічно нерівноважному стані (наприклад при освітленні) уже не існує єдиного рівня Фермі для всієї системи і тому рівняння для концентрації електронів і дірок вже не є справедливими (хоча б не виконується співвідношення $n \cdot p = n_i^2$)

Але за Шоклі можна уникнути такої «неприємності» і замість рівня Фермі ввести квазірівень Фермі.

в) переріз захоплення – площа на якій ймовірність захоплення рівна 0,5. Коефіцієнт захоплення – ймовірність взаємодії. $\sigma = S \cdot V \cdot p \cdot n$. $S \cdot V = B$ – коефіцієнт захоплення.

д) Центри (рівні) прилипання нерівноважних носіїв

Домішкові центри в напівпровідниках за їх роль в рекомбінаційних процесах в деякій мірі умовно можна розділити на центри рекомбінації та центри прилипання (відповідно, рівні рекомбінації та прилипання). Віднесення даного центру до одного з цих типів залежить від співвідношення двох ймовірностей: теплового викиду, захопленого центром нерівноважного носія знову до зони, та захоплення цим центром нерівноважного носія протилежного знаку, яким закінчується акт рекомбінації.

Пастки (рівні), які обмінюються носіями практично з однією зоною внаслідок великої імовірності зворотних термічних закидів, називаються центрами (рівнями) прилипання.

Пастки (рівні), для яких теплові закиди мають невелику імовірність, обмінюються носіями з обома зонами називаються центрами (рівнями) рекомбінації. Послідовність актів захоплення визначається співвідношенням коефіцієнтів рекомбінації для електронів та дірок.

31. Міжзонна рекомбінація. Випадок бімолекулярної та лінійної рекомбінації. Формула для бімолекулярної рекомбінації при великих та низьких рівнях збудження.

§ 5. Нестационарные процессы

а. Монополярное возбуждение. Положим, что в полупроводнике генерируются неравновесные носители только одного знака, скажем только электроны (это имеет место, например, при примесном возбуждении фотопроводимости). Тогда мы имеем только одно дифференциальное уравнение (4.8). Полагая в нем

$$n = n_0 + \delta n, \quad f = f_0 + \delta f$$

308 СТАТИСТИКА РЕКОМБИНАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК ГЛ. IX

и учитывая, что

$$n_0(1 - f_0) - n_1 f_0 = 0,$$

находим

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - \alpha_n N_t (1 - f_0) \delta n - \alpha_n N_t (n_0 + n_1 + \delta n) \delta f.$$

Исключая отсюда δf с помощью уравнения квазинейтральности

$$\delta n + N_t \delta f = 0,$$

получаем

$$\frac{d\delta n}{dt} = g_n - \alpha_n (N_t^0 + n_0 + n_1 + \delta n) \delta n.$$

Здесь через $N_t^0 = N_t (1 - f_0)$ обозначена равновесная концентрация пустых ловушек. Отсюда видно, что мгновенное время жизни электронов (ср. § VII.2) равно

$$\tau_n = \frac{1}{\alpha_n (N_t^0 + n_0 + n_1 + \delta n)}. \quad (5.1)$$

Оно само зависит от δn и изменяется в процессе релаксации концентрации электронов. Однако если неравновесная концентрация электронов не слишком велика, так что

$$\delta n \ll N_t^0 + n_0 + n_1,$$

то δn изменяется по экспоненциальному закону, рассмотренному нами в § VII.2, а время жизни оказывается постоянным.

В случае генерации дырок мы получили бы аналогичное выражение:

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha_p (N_t^- + p_0 + p_1 + \delta p)}. \quad (5.2)$$

б. Биполярное возбуждение. Рассмотрим теперь более сложный случай, когда генерируются и электроны и дырки. При этом будем считать, что $g_n = g_p = g$ (как, например, при возбуждении светом в собственной полосе поглощения). Выделяя по-прежнему в величинах n , p и f их равновесные части n_0 , p_0 и f_0 и неравновесные приращения δn , δp и δf , мы найдем для темпа рекомбинации электронов

$$R_n = \alpha_n N_t [n(1-f) - n_1 f] = \alpha_n N_t [(1-f_0)\delta n - (n_0 + n_1 + \delta n)\delta f]. \quad (5.3)$$

Исключая отсюда δf с помощью уравнения квазинейтральности

$$\delta p = \delta n + N_t \delta f, \quad (5.4)$$

получаем

$$R_n = a \delta n + b \delta p, \quad (5.5)$$

где

$$a = \alpha_n (N_i^0 + n_0 + n_1 + \delta n), \quad b = -\alpha_n (n_0 + n_1 + \delta n).$$

При биполярном возбуждении темп рекомбинации электронов определяется не только избыточной концентрацией электронов δn , но еще и концентрацией избыточных дырок δp . Это происходит по той причине, что неравновесные дырки, так же как и электроны, изменяют степень заполнения ловушек, а эта последняя влияет на темп рекомбинации.

§ 5]

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

309

Рассуждая совершенно аналогично, мы получили бы для темпа рекомбинации дырок выражение

$$R_p = \alpha_p N_i [pf - p_1(1-f)] = c \delta p + d \delta n, \quad (5.6)$$

где

$$c = \alpha_p (N_i^- + p_0 + p_1 + \delta p), \quad d = -\alpha_p (p_0 + p_1 + \delta p).$$

Здесь $N_i^- = N_i f_0$ есть равновесная концентрация заполненных ловушек.

Таким образом, для определения неравновесных концентраций $\delta n(t)$ и $\delta p(t)$ мы получаем систему двух связанных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d \delta n}{dt} = g - a \delta n - b \delta p, \quad \frac{d \delta p}{dt} = g - c \delta p - d \delta n. \quad (5.7)$$

Так как a , b , c и d зависят от δn и δp , то эта система нелинейна.

Уравнения кинетики становятся линейными, если выполняются условия

$$\delta n \ll n_0 + n_1, \quad \delta p \ll p_0 + p_1. \quad (5.8)$$

Отметим, что одно из этих условий относится к основным носителям и соблюдается довольно часто. Однако условию для неосновных носителей удовлетворить гораздо труднее, и поэтому при биполярном возбуждении кинетика рекомбинации оказывается, как правило, неэкспоненциальной.

Если неравенства (5.8) выполняются, то, исключая из системы (5.7) концентрацию δp , мы получаем для δn уравнение

$$\frac{d^2(\delta n)}{dt^2} + (a+c) \frac{d(\delta n)}{dt} + (ac-bd) \delta n + g(b-c) = 0. \quad (5.9)$$

Для концентрации избыточных дырок получается аналогичное уравнение:

$$\frac{d^2(\delta p)}{dt^2} + (a+c) \frac{d(\delta p)}{dt} + (ac-bd) \delta p + g(d-a) = 0. \quad (5.10)$$

Пользуясь стандартным методом решения дифференциальных уравнений 2-го порядка с постоянными коэффициентами, мы находим, что концентрации неравновесных носителей изменяются по закону

$$\delta n(\delta p) = A_{n(p)} + B_{n(p)} e^{-t/\tau_1} + C_{n(p)} e^{-t/\tau_2}. \quad (5.11)$$

Здесь

$$A_n = g \frac{c-b}{ac-bd}, \quad A_p = g \frac{a-d}{ac-bd},$$

а постоянные B и C определяются из начальных условий. Величины τ_1 и τ_2 дают времена релаксации избыточной концентрации и являются корнями характеристического уравнения

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 - (a+c) \frac{1}{\tau} + (ac-bd) = 0.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{2} (a+c) \pm \sqrt{\frac{1}{4} (a+c)^2 - (ac-bd)}. \quad (5.12)$$

Легко убедиться, что эти корни всегда вещественны и положительны.

Таким образом, при биполярном возбуждении, даже при выполнении неравенств (5.8) (линеаризованная задача), изменение неравновесных концентраций электронов и дырок описывается двумя экспонентами и существуют два различ-

ных времени релаксации τ_1 и τ_2 . Эти времена одинаковы для электронов и дырок. Из формулы (5.12) также видно, что времена релаксации неравновесных концентраций довольно сложным образом зависят от параметров ловушек — их коэффициентов захвата α_n и α_p и энергетических уровней (входящих в величины n_1 и p_1).

Соотношения, однако, упрощаются при некоторых специальных условиях. Так, например, если концентрация ловушек достаточно велика и температура кристалла низка, так что выполняются условия

$$N_t^0 \gg n_0 + n_1, \quad N_t^- \gg p_0 + p_1, \quad (5.13)$$

то мы имеем $a \gg |b|$, $c \gg |d|$ и, следовательно, $bd \ll ac$. Тогда получается

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{2}(a+c) \pm \frac{1}{2}(a-c),$$

т. е.

$$\frac{1}{\tau_1} = a \simeq \alpha_n N_t^0, \quad \frac{1}{\tau_2} = c \simeq \alpha_p N_t^-. \quad (5.14)$$

В этом случае время τ_1 определяется только темпом захвата электронов, а время τ_2 — только темпом захвата дырок.

32. Модель Шоклі–Ріда для монополярного збудження.

В першу чергу дивимось 31. Там пояснюється які часи рекомбінації при моно полярному збудженні. А далі одне й те саме в двох питаннях

33. Формула Шоклі–Ріла при бімолекулярному збудженні

В першу чергу дивимось 31. Там пояснюється які часи рекомбінації при біполярному збудженні. А далі одне й те саме в двох питаннях

§ 6. Стационарные состояния

Остановимся теперь подробнее на стационарных (но неравновесных) состояниях, которые устанавливаются в полупроводнике через достаточное время после включения внешней постоянной генерации носителей заряда. В этом случае все производные по времени в уравнениях кинетики рекомбинации равны нулю и вычисление установившихся концентраций $(\delta n)_s$ и $(\delta p)_s$ сильно упрощается. Эти концентрации всегда можно выразить соотношениями (VII.2.6), и поэтому задача сводится к нахождению времени жизни τ_n и τ_p в стационарном состоянии. Отметим, что эти времена могут и не совпадать с временами релаксации τ_1 и τ_2 неравновесных концентраций в нестационарных процессах.

Для монополярного возбуждения результат получается непосредственно и искомые времена жизни выражаются формулами (5.1) или, соответственно, (5.2). Поэтому мы рассмотрим только биполярное возбуждение. Темпы генерации электронов и дырок будем считать одинаковыми.

Так как в стационарном состоянии концентрации заполненных и пустых ловушек не изменяются, то

$$R_n = R_p = R. \quad (6.1)$$

Это условие определяет неравновесную степень заполнения ловушек электронами f . Подставляя эту величину в формулу (4.7) или (4.7а), можно найти общий темп захвата электронов и дырок R и, пользуясь еще условием квазинейтральности, выразить его как функцию либо только концентрации неравновесных электронов $R(\delta n)$, либо только концентрации неравновесных дырок $R(\delta p)$.

Тогда искомые времена жизни определяются непосредственно как

$$\tau_n = \frac{\delta n}{R(\delta n)}, \quad \tau_p = \frac{\delta p}{R(\delta p)}. \quad (6.2)$$

Рассмотрим некоторые важные примеры.

Положим, что уровень возбуждения неограниченно увеличивается. Тогда в выражениях (4.7) и (4.7а) для R_n и R_p можно пренебречь реэмиссией в зоны (которая ограничена, так как $f \leq 1$) по сравнению с захватом; кроме этого $n \simeq p$ и условие (6.1) дает

$$\alpha_n(1-f) = \alpha_p f.$$

Отсюда

$$f = \frac{\alpha_n}{\alpha_n + \alpha_p}, \quad 1-f = \frac{\alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p}.$$

При $\alpha_n \gg \alpha_p$ практически все ловушки становятся заполненными электронами, независимо от первоначального равновесного их заполнения, а при $\alpha_n \ll \alpha_p$ все ловушки опустошаются. Общий темп захвата электронов и дырок оказывается равным

$$R = \alpha_n N_t (1-f) n = \alpha_p N_t f p = N_t \frac{\alpha_n \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p} n,$$

а время жизни при очень высоком уровне возбуждения

$$\tau_\infty = \frac{n}{R} = \frac{1}{N_t} \frac{\alpha_n + \alpha_p}{\alpha_n \alpha_p}. \quad (6.3)$$

Для дальнейшего удобно ввести некоторые характеристические времена:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\alpha_n N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p N_t}, \quad (6.4)$$

смысл которых будет выяснен ниже. Тогда результат (6.3) можно представить в виде

$$\tau_\infty = \tau_{n0} + \tau_{p0}. \quad (6.3a)$$

Время жизни при высоком уровне возбуждения одинаково для электронов и дырок и не зависит от концентрации неравновесных носителей заряда. Оно определяется наибольшим из времен τ_{n0} , τ_{p0} , т. е. наименьшим коэффициентом захвата (наиболее «узким» каналом рекомбинации).

Рассмотренный случай часто реализуется в высокоомных фотопроводниках (фотосопротивлениях) с глубокими уровнями энергии ловушек. Так как в них темновые концентрации n_0 и p_0 очень малы (а также малы концентрации n_1 и p_1), то уже при умеренных интенсивностях света уровень возбуждения бывает высоким.

В общем случае условие (6.1) дает

$$\alpha_n [n(1-f) - n_1 f] = \alpha_p [p f - p_1(1-f)].$$

Отсюда получается

$$f = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}, \quad 1 - f = \frac{\alpha_n n_1 + \alpha_p p}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}. \quad (6.5)$$

Подставляя эти выражения в формулу (4.7) или (4.7а), находим

$$R = \frac{np - n_0 p_0}{\tau_{n0} (p + p_1) + \tau_{p0} (n + n_1)}. \quad (6.6)$$

Рассмотрим теперь случай малой концентрации ловушек, когда можно считать избыточные концентрации $\delta n = \delta p$. Тогда, полагая $n = n_0 + \delta n$, $p = p_0 + \delta n$, находим

$$R = \frac{n_0 + p_0 + \delta n}{\tau_{n0} (p_0 + p_1 + \delta n) + \tau_{p0} (n_0 + n_1 + \delta n)} \delta n$$

и, соответственно,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \delta n)}{n_0 + p_0 + \delta n}. \quad (6.7)$$

При малой концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок оказываются тоже одинаковыми. Однако теперь это общее время жизни зависит от уровня возбуждения. Если уровень возбуждения достаточно мал, так что $\delta n \ll (n_0 + n_1)$, $(p_0 + p_1)$, то τ опять перестает зависеть от δn и становится равным

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}. \quad (6.8)$$

Это выражение называют формулой Шокли — Рида — Холла.

Полученные результаты могут быть легко обобщены на случай произвольной концентрации ловушек. Тогда во всех предыдущих рассуждениях мы должны были бы выразить δp через δn с помощью уравнения квазинейтральности (при вычислении τ_n) или, соответственно, выразить δn через δp (для нахождения τ_p). При этом мы получили бы более сложные формулы, которые для малого уровня возбуждения имеют вид

$$\tau_n = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{n0} N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}, \quad (6.9)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{p0} N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}.$$

При произвольной концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок, даже при малом уровне возбуждения, оказываются различными.

34. Вплив рівня освітлення та температури на рекомбінацію Шоклі -Ріда.

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \delta n)}{n_0 + p_0 + \delta n}. \quad (6.7)$$

Чтобы выяснитъ зависимость τ от уровня инжекции $\delta n / (n_0 + p_0)$, перепишем формулу (6.7) в виде

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + \frac{\tau_\infty}{\tau_0} \frac{\delta n}{n_0 + p_0}}{1 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}}. \quad (6.7a)$$

Отсюда видно, что с возрастанием уровня инжекции τ увеличивается, если $\tau_\infty > \tau_0$, и уменьшается при $\tau_\infty < \tau_0$. Так как τ_0 зависит от n_0 и p_0 , а также от температуры, то при изменении температуры и равновесной электропроводности могут наблюдаться оба эти случая. Сказанное иллюстрирует рис. 9.7, где, помимо зависимости $\tau_0 (n_0)$, показана еще горизонталь $\tau_\infty = \tau_{p0} + \tau_{n0}$. Обе линии пересекаются в двух точках, одна из которых определяет некоторую равновесную концентрацию электронов n'_0 в материале n -типа (основные носители), и концентрацию электронов n''_0 в материале p -типа (неосновные носители; соответствующая концентрация основных носителей есть $p''_0 = n_i^2/n''_0$). При этих концентрациях $\tau_0 = \tau_\infty$ и τ вообще не зависит от уровня инжекции. Если фактическая концентрация $n_0 > n'_0$ (в материале n -типа) или, соответственно, $p_0 > p''_0$ (p -тип), то τ будет увеличиваться при возрастании уровня инжекции. При $n_0 < n'_0$ или $p_0 < p''_0$ время τ будет уменьшаться.

35. Аналіз формули Шоклі -Ріда: Вплив глибини домішок та легування на час життя.

При малой концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок оказываются тоже одинаковыми. Однако теперь это общее время жизни зависит от уровня возбуждения. Если уровень возбуждения достаточно мал, так что $\delta n \ll (n_0 + n_1)$, $(p_0 + p_1)$, то τ опять перестает зависеть от δn и становится равным

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}. \quad (6.8)$$

Это выражение называют формулой Шокли — Риды — Холла.

Полученные результаты могут быть легко обобщены на случай произвольной концентрации ловушек. Тогда во всех предыдущих рассуждениях мы должны были бы выразить δp через δn с помощью уравнения квазинейтральности (при вычислении τ_n) или, соответственно, выразить δn через δp (для нахождения τ_p). При этом мы получили бы более сложные формулы, которые для малого уровня возбуждения имеют вид

$$\tau_n = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{n0}N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1}\right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0}\right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1}\right)^{-1}}, \quad (6.9)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0}N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0}\right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0}\right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1}\right)^{-1}}.$$

При произвольной концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок, даже при малом уровне возбуждения, оказываются различными.

Из сказанного видно, что влияние ловушек (примесей и дефектов структуры) на темп рекомбинации определяется их концентрацией, коэффициентами захвата α_n и α_p (входящими в τ_{n0} и τ_{p0}) и энергетическим уровнем ловушек E_t (через величины n_1 и p_1). При прочих равных условиях это влияние тем меньше, чем мельче энергетический уровень ловушки (относительно одной из зон). Это непосредственно видно, например, из формулы (6.7): при уменьшении $(E_c - E_t)$ или $(E_t - E_v)$ сильно возрастает n_1 или, соответственно, p_1 , что и приводит к увеличению τ . Физически это обозначает, что большинство носителей заряда, захваченных из ближайшей зоны, сразу же выбрасываются обратно в зону. Такие примеси являются хорошими поставщиками равновесных электронов или дырок и сильно изменяют электропроводность (легирующие примеси). Напротив, примеси с глубокими уровнями энергии слабо влияют на равновесную электропроводность, но могут очень сильно изменять времена жизни (*рекомбинационные примеси*).

Однако при заданной концентрации ловушек определенного типа время жизни может быть еще очень разным, так как оно

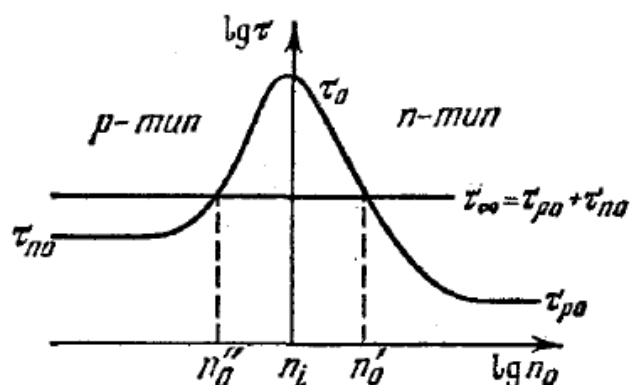


Рис. 9.7. Время жизни неравновесных электронов и дырок при бесконечно малом (τ_0) и бесконечно большом (τ_{∞}) уровнях возбуждения.

зависит также от уровня возбуждения, температуры (входящей в n_1 и p_1 ; кроме того, α_n и α_p тоже могут зависеть от температуры) и равновесных концентраций n_0 и p_0 (равновесной электропроводности кристалла).

Характер зависимости τ_0 от равновесной концентрации электронов показан на рис. 9.7. Так как n_0 и p_0 в невырожденных полупроводниках связаны между собой соотношением $n_0 p_0 = n_i^2$, то, как нетрудно убедиться по формуле (6.8), τ_0 достигает резкого максимума при $n_0 = n_i$, т. е. в материале с собственной проводимостью. При увеличении концентрации мелких доноров мы имеем $n_0 \gg p_0$. Если уровень ловушек лежит в верхней половине запрещенной зоны ($n_1 \gg p_1$), то формула (6.8) дает

$$\tau_0 \simeq \tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right). \quad (6.10)$$

Если уровень расположен в нижней половине зоны, мы имеем

$$\tau_0 \simeq \tau_{p0} + \tau_{n0} \frac{p_1}{n_0}. \quad (6.10a)$$

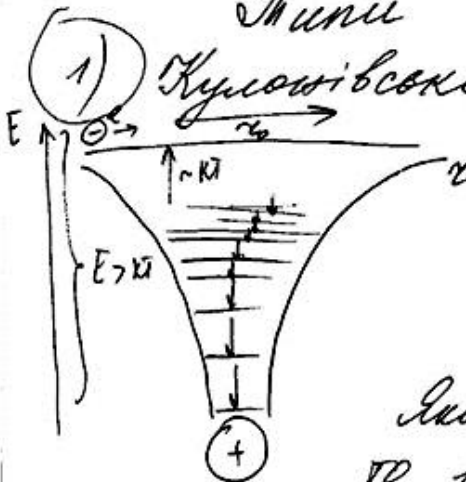
В обоих случаях при увеличении степени легирования τ_0 уменьшается и стремится к значению τ_{p0} . Аналогично, в полупроводнике p -типа τ_0 уменьшается при увеличении концентрации мелких акцепторов и стремится к τ_{n0} . Таким образом, введенные нами ранее времена τ_{p0} и τ_{n0} суть предельные времена жизни в сильно легированных материалах, n - и, соответственно, p -типов.

36. Які бувають типи рівнів захоплення? Модель рівнів Лекса.

Модель Лекса

- 1) $v_a \gg v_0$ де v_a - довж. тілавого провідника
 - 2) Каскадне розсіювання
 - 3) Кулонівська модель захоплення
- ЕЛЕКТРОН ВІДДАЄ ЕНЕРГІЮ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ З ФОНОНОМ.
- умови використ.

Типи рівнів захоплення:



1) Кулонівський центр притягування;

$v_{тепл.} \sim 10^7 \text{ см/сек}$
 $v_n = v_T \cdot S$; $S = \text{const} \cdot \pi r^2 \cdot \eta$
 $\eta = \frac{t}{\tau_2} \approx \tau_{\text{рас}} \text{ релаксації}$

Якщо швидкість буде ружається повністю, то він попаде в яму і не вийде з неї

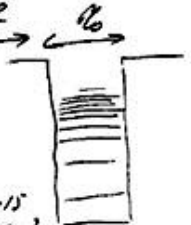
$S = \text{const} \cdot \pi r_0^2$ $\frac{r_0}{v_T + v_n} = \text{const} \frac{\pi r_0^3}{v_n}$; \Rightarrow
 $kT = \frac{ze^2}{\epsilon r_0}$; $\Rightarrow r_0 = \frac{ze^2}{\epsilon kT}$ підставляємо; $\eta = \frac{\pi}{v_n} \left(\frac{ze^2}{\epsilon kT} \right)^3 \frac{1}{T^3}$

$T \uparrow \rightarrow \eta \rightarrow 0$ - явне центр притягування втрачає свої властивості зі зрост. T-тем.

$S = 10^{-10} \div 10^{-12} \text{ см}^2$

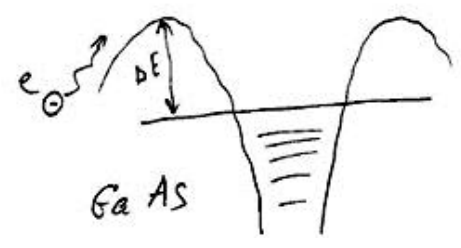
2) Нейтральний центр захоплення це переважно центри випромінювання світла

$S = S_{\text{атом}} \cdot \eta_{\text{випром.}}$
 $\eta_{\text{випром.}} = \frac{I_{\text{пролазу}}}{E_{\text{випромінюв}}}$; $S = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{v_0}{v_{тепл.} \cdot v_{вол.}} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$



3) Центри відштовхування

$S = S_{\text{атом}} \cdot e^{-\Delta E/kT}$
 $S \sim 10^{-20} \text{ см}^2$;



При анализе процессов рекомбинации носителей заряда через ловушки учитывался захват электронов и дырок ловушками и тепловой заброс захваченных электронов и дырок с ловушек в соответствующие зоны. При этом явление теплового возбуждения захваченных носителей заряда с уровня ловушки приводит к увеличению времени жизни, а следовательно, к уменьшению скорости рекомбинации. Очевидно, соотношение интенсивностей этих процессов зависит от положения энергетического уровня ловушек.

На рис. 7.10 изображена энергетическая схема полупроводника, содержащего локальные центры, характеризующиеся различными уровнями в запрещенной зоне. Если имеется состояние, отличное от термодинамического равновесия, концентрации свободных носителей заряда определяются положением квазиуровней Ферми для электронов F_n и дырок F_p . Если энергетический уровень ловушек расположен близко к дну зоны проводимости, вероятность тепловой ионизации носителей заряда велика. Такие центры находятся в состоянии непрерывного обмена электронами с зоной проводимости и не вносят существенного вклада в процессы рекомбинации. Это ловушки захвата или прилипания электронов. Вблизи верхнего края валентной зоны располагаются уровни центров захвата дырок.

У ловушек, которые осуществляют захват электронов и дырок, в результате чего происходит их рекомбинация, тепловой заброс носителей заряда в соответствующие зоны маловероятен, поэтому рекомбинационные ловушки должны характеризоваться энергетическими уровнями, расположенными достаточно глубоко под дном зоны проводимости.

Охарактеризовать соотношение процессов захвата и рекомбинации количественно можно, введя коэффициент k , выражающий собой отношение вероятности захвата носителя заряда противоположного знака к вероятности теплового заброса носителя заряда основ-

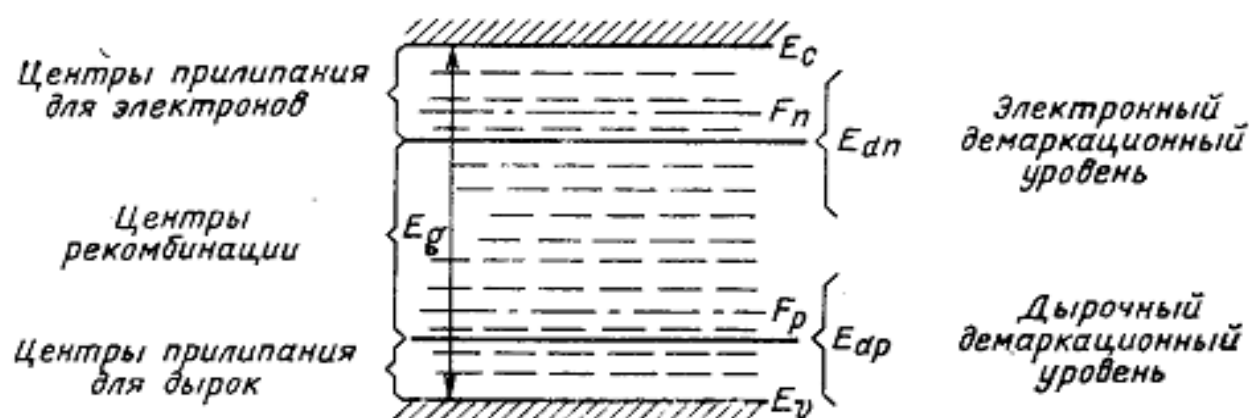


Рис. 7.10. Полупроводник, содержащий центры захвата и рекомбинационные ловушки

ного знака с ловушки в соответствующую энергетическую зону. Применительно к электронам зоны проводимости k_n будет равен отношению вероятности захвата отрицательно заряженной ловушкой дырки к вероятности теплового заброса электрона из ловушки в зону проводимости. Как следует из (7.70), скорость захвата ловушкой дырок определяется значением $\gamma_p N_t f_t \rho$. Интенсивность процесса теплового возбуждения электронов из ловушек согласно (7.69) равна $\gamma_n N_t f_t n_1$. Здесь γ_n , γ_p — вероятности захвата электрона и дырки соответственно; f_t — неравновесная функция распределения для электронов, находящихся на ловушках; ρ — концентрация неравновесных дырок в валентной зоне; n_1 — равновесная концентрация электронов в зоне проводимости в том случае, когда уровень Ферми совпадает с уровнем ловушки.

Учитывая это, для коэффициента k_n получаем следующее выражение:

$$k_n = \frac{\gamma_p \rho}{\gamma_n n_1} = \frac{\gamma_p \rho}{\gamma_n N_t e^{-(E_c - E_t)/kT}}. \quad (7.101)$$

Центры, для которых вероятность рекомбинации больше вероятности теплового освобождения, т. е. $k_n > 1$, будут рекомбинационными ловушками, а ловушки с $k_n < 1$ относятся к центрам захвата. Энергетический уровень ловушки, который характеризуется значением $k_n = 1$, т. е. для которого вероятность рекомбинации и теплового освобождения носителей заряда из ловушек одинакова, называют электронным демаркационным уровнем E_{dn} . Его положение можно найти из условия

$$\gamma_p N_v e^{(E_v - F_p)/kT} = \gamma_n N_c e^{-(E_c - E_{dn})/kT}. \quad (7.102)$$

Отсюда будем иметь:

$$E_{dn} = E_c + E_v - F_p - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v}. \quad (7.103)$$

Из полученного соотношения следует, что положение электронного демаркационного уровня E_{dn} зависит от ширины запрещенной зоны, положения квазиуровня Ферми дырок, эффективной массы электронов и дырок, параметров ловушек (γ_n , γ_p) и температуры. С увеличением уровня возбуждения, приводящего к росту концентрации дырок, уменьшается разность $F_p - E_v$ и электронный демаркационный уровень приближается к дну зоны проводимости. В этом случае будет осуществляться переход центров захвата в рекомбинационные ловушки. С ростом же температуры демаркационный уровень сдвигается к середине запрещенной зоны и рекомбинационные ловушки будут переходить в центры захвата.

Для рекомбинационных ловушек и центров захвата, уровни которых расположены вблизи верхнего края валентной зоны, можно ввести коэффициент

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p p_1}. \quad (7.104)$$

Из условия $k_p = 1$ найдем положение дырочного демаркационного уровня:

$$\gamma_n N_c e^{-(E_c - F_n)/kT} = \gamma_p N_v e^{(E_v - E_{dp})/kT} \quad (7.105)$$

или

$$E_{dp} = E_c + E_v - F_n - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v}. \quad (7.106)$$

Таким образом, если энергетический уровень ловушек лежит выше электронного демаркационного уровня, они являются центрами захвата электронов. Ловушки, которые имеют уровни энергии ниже дырочного демаркационного уровня, являются центрами захвата дырок. Между ними располагаются энергетические уровни рекомбинационных ловушек (см. рис. 7.10). Необходимо отметить, что такая классификация энергетических уровней ловушек является весьма условной. При ее проведении, в частности, считалось, что отношение коэффициентов захвата γ_n и γ_p изменяется слабо при перемещении уровня ловушек. Центры захвата могут также вносить некоторый вклад и в процессы рекомбинации, который становится особенно заметным, если в полупроводнике отсутствуют дефекты, дающие энергетические уровни в средней части запрещенной зоны.

37. Довести співвідношення ван Русбрека – Шоклі.

§ 1. СООТНОШЕНИЕ ВАН РУСБРЕКА — ШОКЛИ [1]

В равновесии скорость оптической генерации электроно-дырочных пар равна скорости их излучательной рекомбинации — такова простая формулировка соотношения ван Русбрека — Шокли.

Если для различных частот фотонов ν составить детальный баланс этих процессов, то можно написать, что скорость излучения на частоте ν , лежащей в интервале $d\nu$, равна

$$R(\nu) d\nu = P(\nu) \rho(\nu) d\nu, \quad (6.2)$$

где $P(\nu)$ — вероятность поглощения фотона с энергией $h\nu$ в единицу времени, а $\rho(\nu) d\nu$ — плотность фотонов с частотой ν в интервале $d\nu$. Последнюю величину можно получить из закона излучения Планка (предполагая для простоты, что коэффициент преломления n не зависит от ν):

$$\rho(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu. \quad (6.3)$$

Вероятность поглощения связана со средним временем жизни $\tau(\nu)$ фотона в полупроводнике:

$$P(\nu) = \frac{1}{\tau(\nu)}.$$

Среднее время жизни можно рассчитать из среднего свободного пробега $1/\alpha(\nu)$ для фотона, движущегося со скоростью $v = c/n$ (опять-таки предполагая коэффициент преломления постоянным):

$$\tau(\nu) = \frac{1}{\alpha(\nu) v}.$$

Следовательно,

$$P(\nu) = \alpha(\nu) v = \alpha(\nu) \frac{c}{n}. \quad (6.4)$$

Подставляя (6.3) и (6.4) в (6.2) получаем

$$P(\nu) d\nu = \frac{\alpha(\nu) 8\pi\nu^2 n^2}{c^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]} d\nu. \quad (6.5)$$

Равенство (6.5) представляет собой фундаментальное соотношение между наблюдаемым спектром поглощения и ожидаемым спектром излучения. Скорость излучения (6.5) может быть выражена через коэффициент экстинкции $k(\nu)$. Напомним, что, согласно (4.7),

$$\alpha(\nu) = \frac{4\pi\nu k(\nu)}{c}, \quad (6.6)$$

поэтому

$$R(\nu) d\nu = \frac{32\pi^2 k(\nu) n^2 \nu^3}{c^3 [\exp(h\nu/kT) - 1]} d\nu. \quad (6.7)$$

Общее число R актов рекомбинации в единице объема за секунду получается путем интегрирования по всем частотам фотонов. Для этого удобно сделать замену переменной $u = h\nu/kT$. Заметим, что, согласно (6.6),

$$u = \alpha(\nu) \frac{c}{4\pi k(\nu)} \frac{h}{kT},$$

поэтому

$$R = \frac{8\pi n^2 (kT)^3}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\alpha(\nu) u^2}{e^u - 1} du. \quad (6.8)$$

Отметим, что скорость излучения (6.5) может быть выражена через u следующим образом:

$$R(\nu) d\nu = \frac{8\pi}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 n^2 \alpha(\nu) \frac{u^2}{e^u - 1} du.$$

Формула состоит из двух сомножителей, n^2 и $\alpha(\nu)$, характеризующих данный полупроводник, и множителя, не зависящего от химического состава вещества

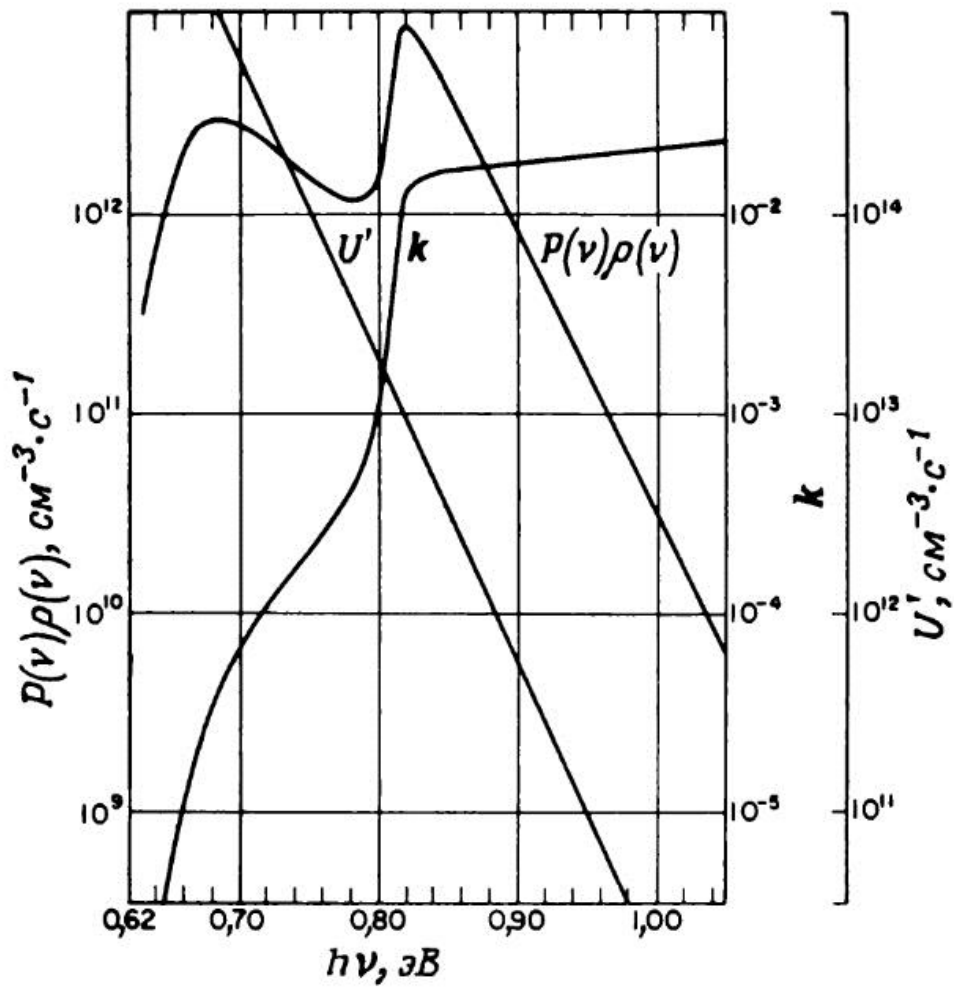
$$U = \frac{8\pi}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 \frac{u^2}{e^u - 1}.$$

Если же использовать k вместо α [2], то множителем, не зависящим от природы вещества, будет

$$U' = \frac{32\pi^2}{c^3} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \frac{u^3}{e^u - 1} = 1,785 \cdot 10^{22} \left(\frac{T}{300} \right)^4 \frac{u^3}{e^u - 1}.$$

Следовательно, в принципе возможно для полупроводника с известным коэффициентом преломления n трансформировать спектр поглощения в ожидаемый спектр излучения (см., например, фиг. 6.1).

Равенства (6.5) и (6.8) устанавливают фундаментальную связь между скоростью рекомбинации и коэффициентом поглощения.



Ф и г. 6.1. Зависимости $k = c\alpha/4\pi\nu$, U' и $P(\nu)\rho(\nu)$ от энергии для германия при 300 К [2].

38. Випромінювальна та безвипромінювальна рекомбінація.

Процессы рекомбинации удобно разделить на два класса: 1) прямую рекомбинацию зона — зона и 2) рекомбинацию с участием примесей и дефектов. В первом случае свободный электрон из зоны проводимости рекомбинирует со свободной дыркой в валентной зоне в одном элементарном акте. В процессах второго класса свободные электроны рекомбинируют со связанными дырками на примесях или дефектах, а свободные дырки — со связанными электронами. Мы остановимся сначала на прямой рекомбинации зона — зона.

При переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону всегда должны выполняться законы сохранения энергии и квазиимпульса. Поэтому если E' и k' — энергия и квазиволновой вектор электрона в начальном состоянии в зоне проводимости, а E и k — их значения в конечном состоянии в валентной зоне, то должны выполняться соотношения

$$E'(k') = E(k) + \Delta E, \quad (1.1)$$

$$\hbar k' = \hbar k + \Delta p. \quad (1.2)$$

Здесь ΔE и Δp — энергия, освобождаемая в элементарном акте рекомбинации и, соответственно, изменение квазиимпульса электрона при переходе. Поскольку квазиимпульсы в начальном и конечном состояниях системы должны лежать в пределах первой зоны Бриллюэна (§ III.3), правая часть уравнения (1.2) может содержать еще слагаемое $\hbar b$, которое мы не выписываем. Прямая рекомбинация электрона и дырки возможна только в тех случаях, когда от электрона может быть отведена освобождающаяся энергия ΔE и обеспечено изменение квазиимпульса Δp , определяемые законами сохранения (1.1) и (1.2).

Процессы, обеспечивающие выполнение законов сохранения, могут быть различны. Это может быть испускание кванта электромагнитного излучения — фотона определенной частоты ω ; тогда *)

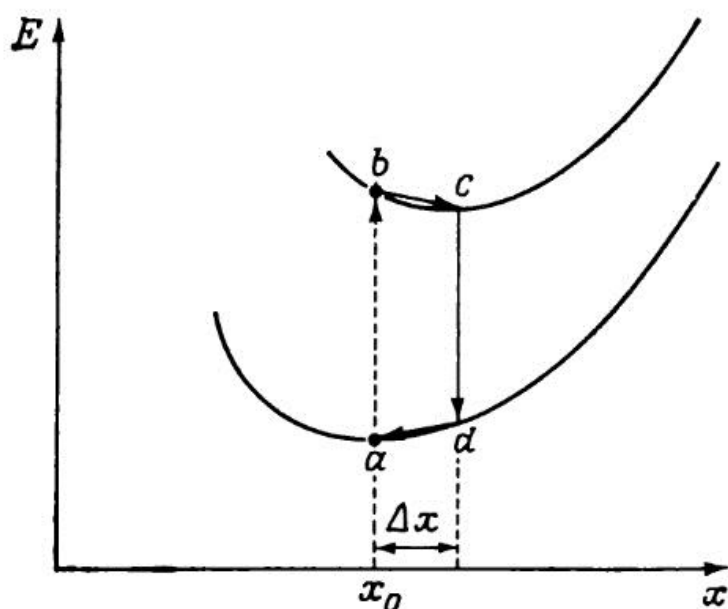
$$\Delta E = \hbar\omega, \quad |\Delta p| = \frac{\hbar\omega}{c}. \quad (1.3)$$

В этом случае мы говорим об *излучательной рекомбинации*. Избыточные энергия и квазиимпульс могут быть переданы колебаниям решетки, или фононам. Известны и процессы, при которых энергия и квазиимпульс, освобождаемые при рекомбинации, передаются третьей свободной частице — электрону (в электронных полупроводниках) или дырке (в дырочных полупроводниках). Процессы такого типа получили название *ударной рекомбинации* (или *Оже-*

рекомбинации). Очевидно, что вероятность таких процессов возрастает при увеличении концентрации носителей заряда, и поэтому ударная рекомбинация проявляется обычно в сильно легированных полупроводниках. Принципиально возможны и другие типы элементарных актов рекомбинации (см. § XVII.9). В случаях, когда фотоны не участвуют в обмене энергией и квазиимпульсом, говорят о *безызлучательной рекомбинации*.

Вероятность различных типов элементарных актов зависит от энергетической структуры кристалла, а также от концентрации электронов и дырок. При этом процессы разного типа могут сосуществовать.

Конфигурационная диаграмма (фиг. 6.3) изображает энергию основного и первого возбужденного состояния атома как функцию его положения, причем этот атом может быть или примесным, или собственным атомом решетки. Отметим, что в основном состоянии равновесному положению атома соответствует минимум энергии. Эта минимальная энергия есть равновес-



ная энергия электрона в основном состоянии, когда атом неподвижен в своей равновесной позиции в неподвижной решетке (такая ситуация возможна при очень низкой температуре). Однако возбужденное состояние может иметь минимальную энергию при несколько другом положении атома. Следовательно, при возбуждении электрона из основного состояния вся система частично релаксирует в состояние *c*. Это означает смещение атома на Δx . В этом процессе возбужденный электрон теряет некоторую энергию, которая рассеивается в виде атомных смещений, т. е. в виде фононов.

Ф и г. 6.3. Конфигурационная диаграмма.

При возвращении электрона в основное состояние (точка *d*) необходимо новое смещение атома, для того чтобы система пришла к своей наиболее низкой энергии в точке *a*. Это смещение $d \rightarrow a$ также происходит путем испускания фонона.

Энергия, излучаемая при переходе $c \rightarrow d$, меньше чем энергия, поглощаемая при переходе $a \rightarrow b$. Разницу этих двух энергий называют «сдвигом Франка — Кондона». Вообще же любое уменьшение оптической энергии называют *стоксовским смещением*.

Энергия, излучаемая при переходе $c \rightarrow d$, меньше чем энергия, поглощаемая при переходе $a \rightarrow b$. Разницу этих двух энергий называют «сдвигом Франка — Кондона». Вообще же любое уменьшение оптической энергии называют *стоксовским смещением*.

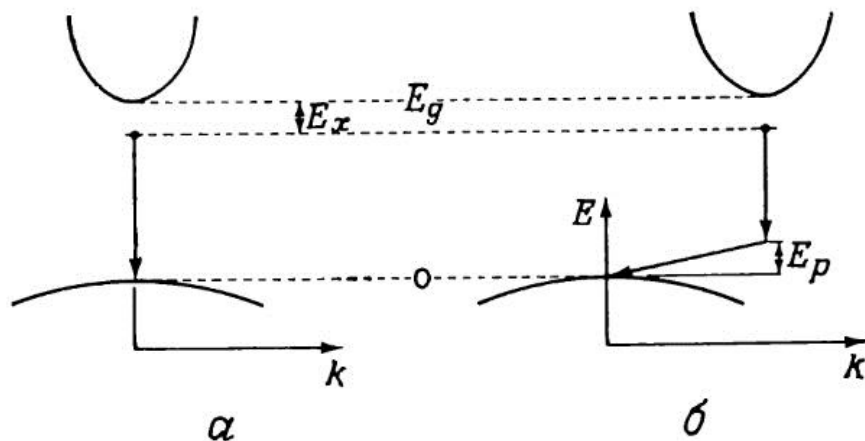
ние люминесценции. Если через P_r обозначить вероятность излучательных переходов, которая предполагается не зависящей от температуры, а через P_{nr} — вероятность безызлучательных переходов, то квантовый выход люминесценции η описывается выражением

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}}. \quad (12.19)$$

39. Фундаментальні переходи з випромінюванням: екситонні, зона-зона. електронно-дырочные пары. Сначала рассмотрим фундаментальные переходы, которые происходят при энергии, равной ширине запрещенной зоны или близкой к ней.

а. Свободный экситон

Если вещество достаточно чистое, то электроны и дырки спариваются в экситон, который затем рекомбинирует, излучая узкую



Ф и г. 6.4. Экситонная рекомбинация:
а — прямая; б — непрямая.

спектральную линию. В полупроводнике с прямой запрещенной зоной, где сохранение импульса возможно при простом излучательном переходе (фиг. 6.4, а), энергия излученного фотона равна

$$h\nu = E_g - E_x. \quad (6.16)$$

В п. 1 § 4 гл. 1 мы видели, что экситон может иметь последовательность возбужденных состояний, энергии ионизации которых в n^2 раз меньше, чем энергия ионизации основного состояния E_{x1} , соответствующего $n = 1$. Следовательно, излучение свободного экситона могло бы состоять из серии узких линий, начинающихся при $E_g - E_{x1}$ и продолжающихся при энергиях $E_g - (1/n^2)E_{x1}$. Однако интенсивность пиков более высокого порядка быстро уменьшается [6] (а именно как n^{-3}), и в присутствии основного перехода трудно наблюдать другие излучательные переходы. В GaAs обнаружены свободные экситоны с $n = 1$ и $n = 2$ [7].

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной сохранение импульса требует, чтобы переход был дополнен испусканием фонона (фиг. 6.4, б). Тогда энергия излученного фотона равна

$$h\nu = E_g - E_x - E_p,$$

где E_p — энергия участвующего в переходе фонона.

Отметим, что прямые переходы также могут происходить с испусканием одного или более фононов (фиг. 6.5), но при этом вероятность перехода уменьшается. Действительно, рассмотрение

2. Переходы «зона проводимости — валентная зона»

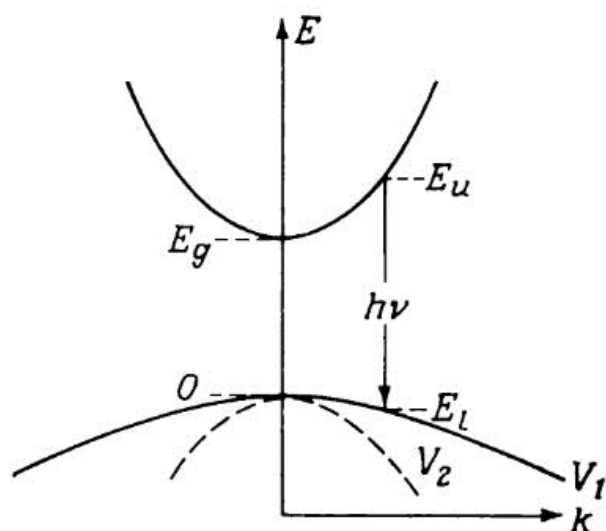
Хотя экситонные состояния представляют собой наиболее низкоэнергетические состояния для электронно-дырочных пар, экситоны легко образуются только в самых чистых материалах и при низких температурах. В общем же случае некоторая часть возбужденных электронно-дырочных пар сохраняется в виде свободных носителей, занимающих состояния в зонах. Именно так обстоит дело при температурах, когда $kT > E_x$, а также в менее чистых и менее совершенных кристаллах, где локальные поля стремятся разбить экситон на свободные носители. Свободные носители могут затем рекомбинировать излучательно, совершая переходы «зона — зона».

а. Прямые переходы

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной переходы с сохранением импульса связывают состояния, имеющие одинаковые значения k (фиг. 6.14). Следовательно, как и при соответствующих процессах поглощения (п. 1 § 1 гл. 3), спектр излучения описывается выражением

$$L(\nu) = B (h\nu - E_g)^{1/2}, \quad (6.17)$$

Фиг. 6.14. Прямые излучательные переходы «зона — зона».



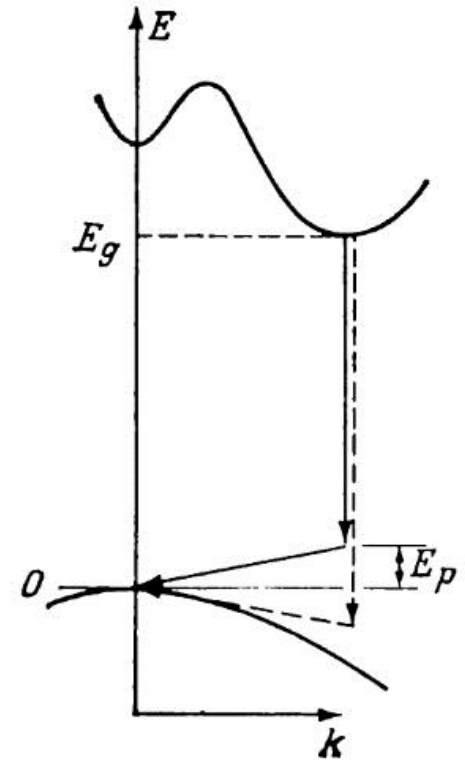
в котором коэффициент B может быть рассчитан по формуле [22]

$$B = \frac{2q^2 (m_r^*)^{3/2}}{nch^2 m_e^*}, \quad (6.18)$$

где m_r^* — приведенная масса: $1/m_r^* = 1/m_e^* + 1/m_h^*$. Следовательно, излучение должно иметь порог со стороны низких энергий при $h\nu = E_g$. При возрастании скорости возбуждения, а также при увеличении температуры заполняются более высокие состояния в зоне, обуславливая излучение при более высоких энергиях фотонов. Таким образом, для рекомбинации свободных носителей характерен зависящий от температуры высокоэнергетический хвост, в то время как низкоэнергетический край спектра круто обрезан при энергии $h\nu = E_g$. При слабом возбуждении полуширина спектра излучения равна приблизительно $0,7 kT$ (таково поведение пика E_g на фиг. 6.9).

б. Непрямые переходы

В полупроводнике с непрямой запрещенной зоной все заполненные верхние состояния взаимодействуют со всеми нижними пустыми состояниями. Однако в переходах должны принимать участие промежуточные процессы, которые обеспечивают сохранение импульса (фиг. 6.16). Наиболее вероятным промежуточным процессом является эмиссия фонона. Другой сохраняющий импульс процесс — поглощение фонона; он образует легко различимую структуру в спектрах поглощения, но становится несущественным при излучении. Как мы видели в п. 3 § 1 гл. 3, число фононов, которые могут быть поглощены, мало и быстро уменьшается с понижением температуры, в то время как испускание фононов электронами, уже находящимися в высокоэнергетическом состоянии, весьма вероятно. Кроме того, оптический



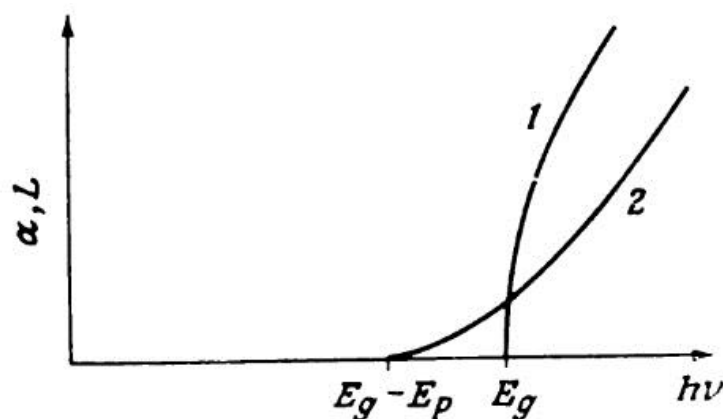
Ф и г. 6.16. Непрямые излучательные переходы.

переход, сопровождаемый испусканием фонона, имеет меньшую энергию, чем ширина запрещенной зоны, $\hbar\nu_{\text{мин}} = E_g - E_p$, тогда как при поглощении фонона возникает фотон с более высокой энергией, не меньшей чем $E_g + E_p$, который может быть вновь легко поглощен полупроводником.

В материале с непрямой запрещенной зоной при высоких уровнях возбуждения, когда увеличивается населенность зон и квазиуровни Ферми смещаются глубже в зоны, спектр излучения включает все возможные переходы между любыми двумя состояниями, отстоящих на данную величину $\hbar\nu$, несмотря на разницу в импульсе между начальным и конечным состояниями. Следовательно, спектр излучения описывается выражением

$$L(\nu) = \int_{E_g - E_p}^{\infty} B' n(E) p(E) dE,$$

которое по аналогии с выводом для коэффициента поглощения [формула (3.12)] и в предположении о единичной вероятности для фононной эмиссии можно пере-



писать в виде

$$L(\nu) = B' (h\nu - E_g + E_p)^2. \quad (6.19)$$

Фиг. 6.17. Сравнение интенсивностей прямых и непрямых переходов. 1 — прямые переходы; 2 — непрямые переходы.

Сравнение прямых и непрямых переходов показывает, что непрямые переходы нарастают с увеличением энергии выше порога излучения гораздо быстрее (степень 2), чем прямые переходы (степень $1/2$) (фиг. 6.17). Однако вероятность перехода B' гораздо меньше для непрямых переходов.

в. Самопоглощение

Самопоглощение влияет на форму спектра излучения. Если спектр $L_0(\nu)$ эмиттирован в некоторой точке на расстоянии d от поверхности с коэффициентом отражения R , через которую выходит излучение, а коэффициент поглощения равен $\alpha(\nu)$, то излучаемый спектр дается выражением

$$L(\nu) = (1 - R) L_0(\nu) e^{-\alpha(\nu)d}. \quad (6.20)$$

Если же излучательная рекомбинация происходит однородно внутри всего образца толщиной t , то излученный наружу в одном направлении спектр описывается выражением

$$L(\nu) = (1 - R) \frac{L_0(\nu)}{t} \int_0^t e^{-\alpha x} dx,$$

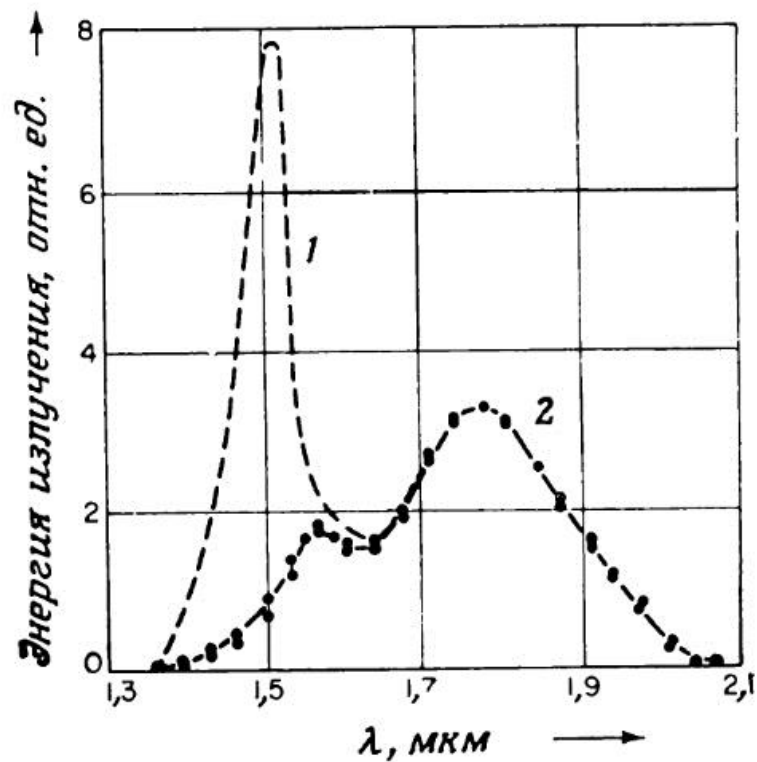
$$L(\nu) = (1 - R) L_0(\nu) \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t}. \quad (6.21)$$

Германий — полупроводник с непрямо́й запрещенной зоной. Однако его зона проводимости имеет прямую долину, расположенную на 0,15 эВ выше дна самой низкой долины. Можно, возбуждая электроны в обе долины, получить таким образом прямую и непрямо́ую излучательную рекомбинацию (фиг. 6.18) [24]. Несмотря на то, что электроны будут быстро релаксировать к наименьшим энергиям, т. е. в непрямо́ую долину, и несмотря на сильное поглощение фотонов с высокой энергией при прямых переходах, в очень тонких образцах можно обнаружить некоторую долю высокоэнергетического излучения. Наблюдение прямых переходов при таких

неблагоприятных условиях возможно только из-за относительно высокой вероятности для прямых переходов. Фиг. 6.18 показывает также, как поправка на самопоглощение при ис-

Ф и г. 6.18. Зависимость интенсивности излучения, вышедшего из образца германия толщиной $1,3 \cdot 10^{-3}$ см, от длины волны [24].

Кривая 2 — экспериментальная. Кривая 1 получена из кривой 2 путем введения поправки на поглощение в образце.



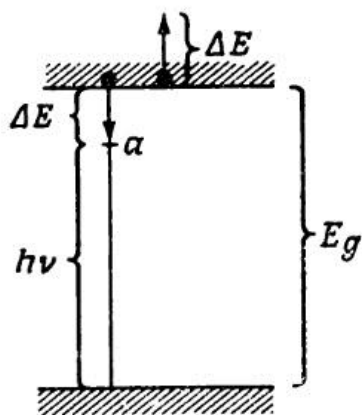
пользовании формулы (6.21) воссоздает ожидаемый для прямых переходов пик излучения при 1,5 мкм.

40. Фотолюмінісценція зона-зона при взаємодії з носієм, зона – домішковий рівень, донорно-акцепторні пари.

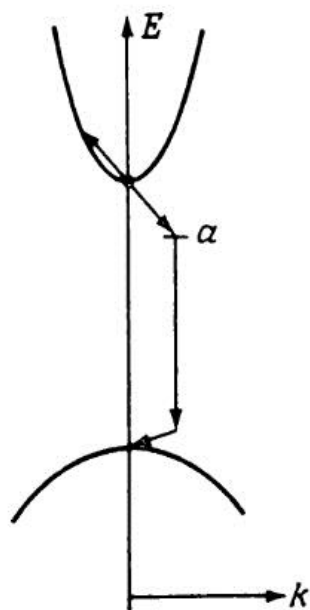
д. Излучение при взаимодействии с носителем [25]

Фиг. 6.20 иллюстрирует обратный процесс: первый электрон совершает переход в виртуальное состояние a с потенциалом на ΔE ниже зоны проводимости и возбуждает другой электрон в более высокоэнергетическое состояние внутри зоны (одновременно это вызывает изменение импульса); первый электрон завершает переход из состояния a в валентную зону, излучая фотон $h\nu$. Отметим, что закон сохранения импульса делает этот процесс трудно наблюдаемым в чистом полупроводнике с прямой запрещенной зоной, так как для него может потребоваться добавочный фотон (как показано на фиг. 6.21); тогда переход становится трехступенчатым процессом, имеющим очень низкую вероятность осуществления. В менее чистых материалах другие процессы будут маскировать такие переходы.

В полупроводнике же с непрямой запрещенной зоной уже обычный излучательный переход представляет собой двухступенчатый процесс, следовательно, взаимодействие с другим носителем уменьшит вероятность перехода до все еще наблюдаемого уровня.



Ф и г. 6.20. Излучение фотона с дефицитом энергии $\Delta E = h\nu - E_g$ при разогреве электрона до $kT_e = \Delta E$ [25].



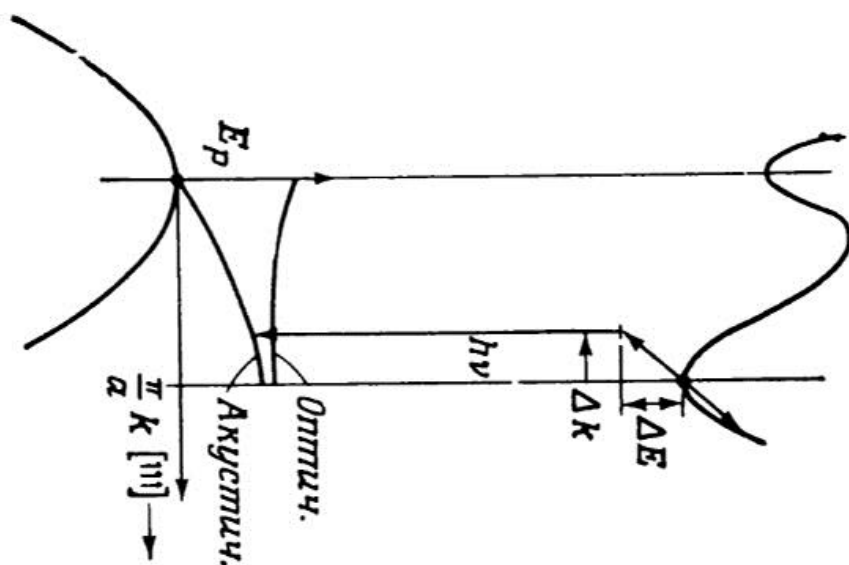
Ф и г. 6.21. Взаимодействие третьего порядка при рекомбинации в полупроводнике с прямой запрещенной зоной.

Как демонстрирует фиг. 6.22, рекомбинирующий электрон разогревает другой электрон в зоне проводимости и таким образом изменяет его энергию на ΔE , а импульс — на Δk . Чтобы завершить переход в валентную зону, рекомбинирующий электрон излучает фотон $h\nu$ и фотон E_p , определяемый кривыми дисперсии для фононов. (На фиг. 6.22 рассматривается акустический

фонон.) Следовательно, энергия излученного фотона равна

$$h\nu = E_g - E_p - \Delta E.$$

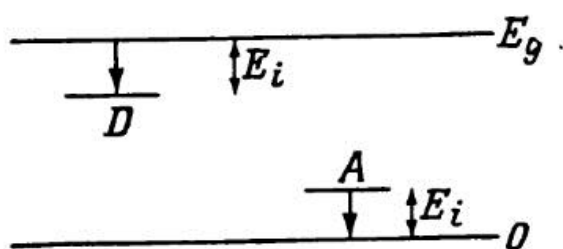
Ф и г. 6.22. Иллюстрация процесса
непрямого излучения в Ge с уча-
стием свободных носителей и фоно-
на [25].
 $h\nu$ — энергия фотона; ΔE — энергия,
переданная электрону; E_p — энергия, от-
данная решетке (фононная энергия).



§ 5. ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ЗОНОЙ И ПРИМЕСНЫМ УРОВНЕМ

1. Мелкие переходы

Мелкие переходы, при которых происходит нейтрализация ионизированных доноров или акцепторов, изображены на фиг. 6.24. Эти переходы могут представлять собой излучательные переходы в далекой инфракрасной области. Для их обнаружения были проведены специальные тонкие измерения [26—28]. Однако истинность полученных результатов оставалась под сомнением. Вопрос



Ф и г. 6.24. Мелкие переходы.

был, казалось¹⁾, решен после расчета вероятностей переходов с испусканием фотонов и фононов [29].

Выражение для сечения захвата при переходе с излучением фотона имеет вид

$$\sigma_t = 1,71 \cdot 10^{-18} \varepsilon^{1/2} \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 \frac{E_i}{T}.$$

Здесь σ_t выражено в см^2 , а E_i — в электронвольтах. Для германия n -типа при 4 К $\sigma_t = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$.

Сечение захвата для переходов с испусканием фононов можно

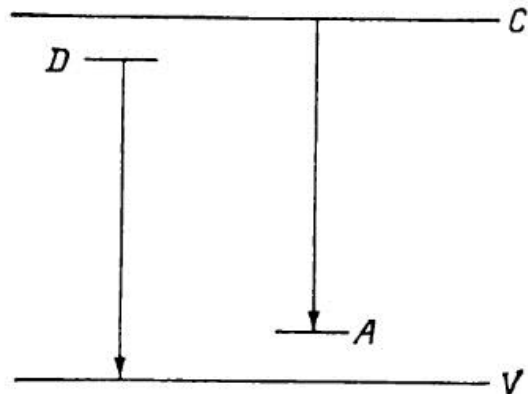
рассчитать по формуле

$$\sigma_n = \frac{256\pi E_1^2 \hbar^5 c_s^3}{\rho a^{*6} E_i^5 kT},$$

где E_1 — деформационный потенциал, c_s — продольная скорость звука, ρ — плотность полупроводника и a^* — эффективный радиус первой боровской орбиты. Величина σ_n для германия n -типа при 4 К равна $6 \cdot 10^{-15}$ см². Таким образом, результаты расчета показывают, что вероятность переходов с испусканием фононов значительно больше, чем вероятность излучательных переходов.

2. Глубокие переходы

«Глубокими» мы будем называть переходы из зоны проводимости на акцепторный уровень или переходы с донорного уровня в валентную зону (фиг. 6.25). При прямых переходах излучается фотон с энергией $h\nu = E_g - E_i$, при не прямых переходах — с энергией $h\nu = E_g - E_i - E_p$, где E_p — энергия фонона, участвующего в рекомбинации.



Ф и г. 6.25. Излучательные переходы между зоной и примесным состоянием.

В случае переходов «донор — валентная зона»

$$\frac{1}{\tau_{p0}} = 64 \sqrt{2} \pi n \frac{q^2 \hbar^2 \omega |\overline{P_{vc}}|^2}{c^3 m^2 (m_c E_D)^{3/2}} n_D; \quad (6.27)$$

в случае переходов «зона проводимости — акцептор»

$$\frac{1}{\tau_{n0}} = 64 \sqrt{2} \pi n \frac{p^2 \hbar^2 \omega |\overline{P_{vc}}|^2}{c^3 m^2 (m_A E_A)^{3/2}} p_A, \quad (6.28)$$

где $\overline{P_{vc}}$ — среднее значение матричного элемента оператора импульса для межзонных переходов, E_D и E_A — энергии ионизации примесных центров, n_D и p_A — соответственно концентрации электронов на донорах и дырок на акцепторах, m_c — эффективная масса электронов в зоне проводимости и m_A — эквивалентная эффективная масса для дырок на акцепторах, превышающая m_c в 5—10 раз. Для носителей с более высокой энергией ($k \neq 0$) вероятности переходов меньше, чем при $k = 0$.

В случае GaAs выражения (6.27) и (6.28) дают

$$\frac{1}{\tau_{p0}} = 0,8 \cdot 10^{-8} n_D \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

$$\frac{1}{\tau_{n0}} = 0,43 \cdot 10^{-9} p_A \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

Для вычисления вероятности межзонных переходов [30] используем формулу

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{16nq^2\omega}{c^3m^2\hbar} |\overline{P_{vc}}|^2. \quad (6.29)$$

Для GaAs расчет по этой формуле дает $\tau_n = 0,31$ нс.

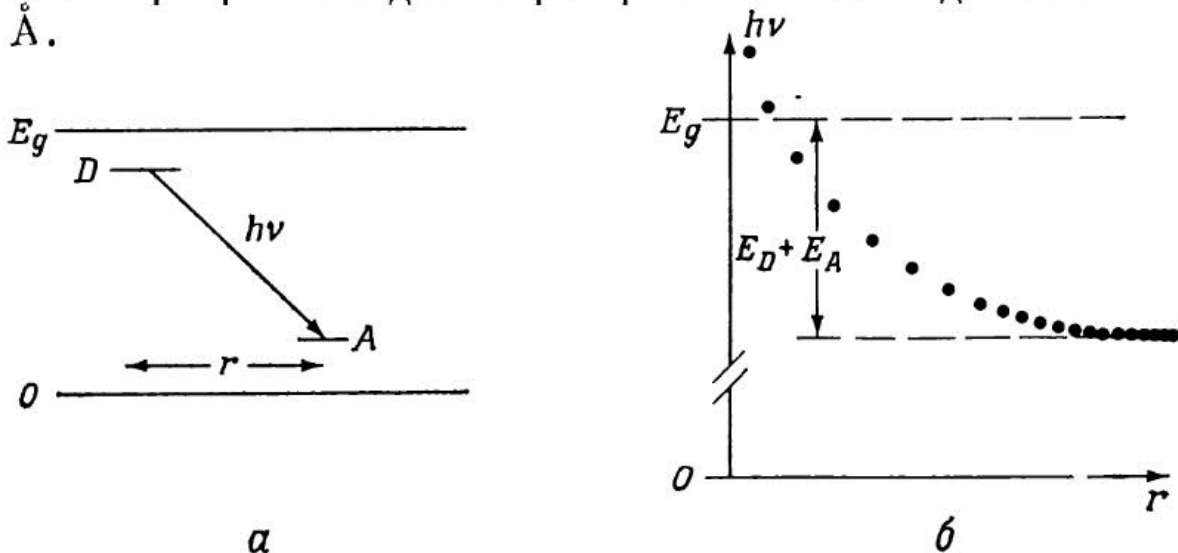
§ 6. ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Фиг. 6.38, а иллюстрирует донорно-акцепторные переходы. В § 5 гл. 1 мы видели, что если в полупроводнике присутствуют и донорная, и акцепторная примеси, то кулоновское взаимодействие между донорами и акцепторами изменяет их энергии связи (по сравнению со случаем изолированных примесей) таким образом, что энергетический зазор между спаренными донорным и акцепторным уровнями (фиг. 6.38, б) составляет

$$h\nu = E_g - E_A - E_D + \frac{q^2}{\epsilon r}. \quad (6.30)$$

Для удаленных пар кулоновский член очень мал и при соответствующих переходах излучаются фотоны с самой низкой из возможных энергий (исключая, конечно, случай, когда происходит испускание фонона).

Для примесей, разделенных расстоянием, большим чем эффективный боровский радиус, переходы сопровождаются процессом туннелирования. Переход между удаленными парами менее вероятен, чем переход между более близкими парами; следовательно, интенсивность излучения должна возрастать по мере уменьшения расстояния в паре r . Однако число таких пар падает при уменьшении r . Поэтому интенсивность излучения должна проходить через максимум при изменении расстояния r . Так как r меняется дискретным образом, спектр излучения должен иметь тонкую структуру. При больших r ($r > 40 \text{ \AA}$) линии излучения перекрываются, образуя широкий спектр. Дискретная структура линий может быть разрешена для пар с расстоянием в диапазоне от 10 до 40 \AA .



Фиг. 6.38. а — донорно-акцепторные переходы; б — влияние кулоновского взаимодействия на энергию излучения.

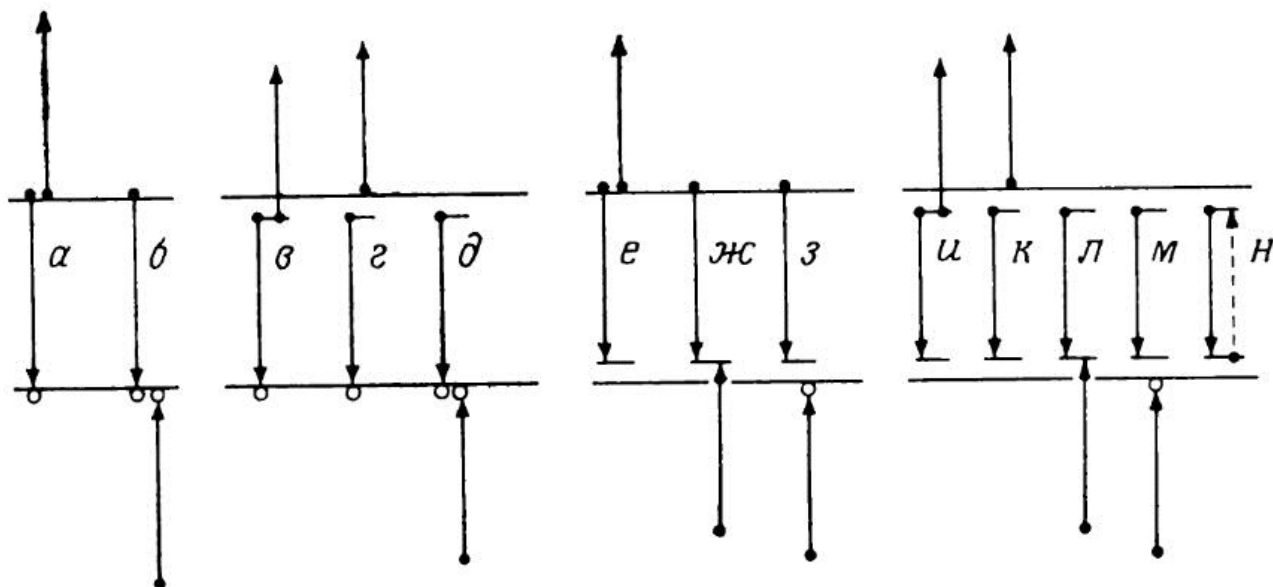
r — расстояние между донором и акцептором в паре.

41. Види безвипромінювальної рекомбінації (Оже, поверхнева).

Електронно-дырочная пара может рекомбинировать безызлучательно. Безызлучательная рекомбинация является доминирующим процессом во многих полупроводниках. Так, например, вероятность излучательных переходов, рассчитанная для чистого германия из соотношения ван Русбрека — Шокли (см. § 1 гл. 6), соответствует излучательному времени жизни порядка одной секунды, тогда как измеренное время жизни самое большее порядка миллисекунды, а часто меньше микросекунды. Итак, процесс безызлучательной рекомбинации в германии по крайней мере в тысячу раз более вероятен, чем излучательные переходы.

§ 1. ОЖЕ-ЭФФЕКТ [1]

При оже-эффекте энергия, высвобождаемая рекомбинирующим электроном, немедленно поглощается другим электроном, который затем рассеивает эту энергию путем испускания фононов. Следовательно, при таком трехчастичном столкновении, в котором участвуют два электрона и дырка, не происходит излучения фотона. Возможно большое количество различных типов оже-процессов в зависимости от возможных переходов и концентрации носителей в полупроводнике. Фиг. 7.1 иллюстрирует некоторые из этих переходов. Процессы *a, б* на фиг. 7.1 относятся к межзонным переходам: второй электрон трансформирует энергию, выделяющуюся при рекомбинации первого электрона, в кинетическую энергию, возбуждаясь на высокий уровень в зоне проводимости



Ф и г. 7.1. Схематическое изображение оже-процессов и процесса резонансного поглощения (н).

Предполагается, что процессы *a, в, г, е, и* и *к* могут иметь место в полупроводниках *n*-типа, а процессы *б, д, ж, з, л, м* — в полупроводниках *p*-типа.

в случае материала n -типа или глубоко в валентную зону в материале p -типа (в последнем случае нужно рассматривать процесс столкновения одного электрона с двумя дырками). При процессах ϵ , ζ , δ переход происходит с донора в валентную зону; энергия рекомбинации может забираться электроном на другом доноре или электроном из зоны проводимости либо, если имеется много дырок, — второй дыркой (процесс δ). Оже-эффекты, связанные с переходами из зоны проводимости на акцептор, иллюстрируют диаграммы e , $ж$, $з$; те же самые процессы при донорно-акцепторных переходах показаны на диаграммах $и$, $к$, $л$, $м$. Заметим, что ни при одном из этих процессов электрон, первым участвующий в столкновении, не возвращается в прежнее состояние. Показанный на фиг. 7.1 процесс n не является оже-эффектом, так как второй электрон может рассеять свою энергию излучательно. Этот процесс называется резонансным поглощением. Очевидно, что процесс, который зависит от взаимодействия между носителями, должен становиться все более интенсивным при возрастании концентрации носителей. Следовательно, когда температура увеличивается и концентрация носителей возрастает пропорционально $(kT/E_g)^{3/2} \exp(-E_g/kT)$, соответственно должен усиливаться и оже-эффект. Однако при этом должны быть соблюдены законы сохранения как энергии, так и импульса. Учет этих эффектов приводит к теоретическому выводу [2] о том, что время жизни электронно-дырочных пар τ_A пропорционально

$$\tau_A \sim \left(\frac{E_g}{kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{1+2M}{1+M} \frac{E_g}{kT} \right), \quad (7.1)$$

где M — отношение электронной и дырочной эффективных масс: $M = m_e/m_h$, если $m_e < m_h$ и τ_A определяется электрон-электронными столкновениями, и $M = m_h/m_e$, если $m_h < m_e$ и τ_A определяется столкновениями между дырками.

Вернемся к тому, что процесс, который зависит от взаимодействия между носителями, должен усиливаться при увеличении концентрации носителей. Эта зависимость может быть следующим образом выражена через время жизни неосновных носителей τ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= Anp + Bn^2, \\ \frac{1}{\tau} &= Anp + Bp^2 \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

соответственно для полупроводников n - и p -типа. В равенствах (7.2) n и p — концентрации электронов и дырок. Первый член в правой

части формул описывает передачу энергии неосновному носителю, в то время как второй член — поглощение энергии основным носителем. К сожалению, исследование времени жизни носителей как функции их концентрации не может служить доказательством существования оже-процесса, поскольку излучательная рекомбинация также может подчиняться статистике, описываемой формулами (7.2). Поэтому исследование времени жизни носителей должно сочетаться с изучением кинетики излучения.

Как показывает выражение (7.1), в узкозонных полупроводниках, таких, как InSb, оже-процесс должен сильно зависеть от температуры. В широкозонных же материалах оже-процесс должен зависеть от уровня легирования и становиться существенным в вырожденных полупроводниках. Эффективность низкотемпературной фотолюминесценции обычно резко падает, когда концентрация нейтральных доноров или акцепторов в полупроводнике превышает некоторое пороговое значение. Так, в GaP пороговая концентрация N_T составляет около 10^{18} см⁻³. При низких концентрациях примесей и вплоть до значений N_T квантовый выход люминесценции постоянен, но при концентрации 10^{19} см⁻³ эффективность люминесценции падает в 10^4 раз по сравнению с ее значением при низких концентрациях [4].

При концентрациях, превышающих N_T , волновые функции электронов на соседних примесях перекрываются, при этом происходит делокализация электронов (или дырок) и возрастание вероятности оже-возбуждения делокализованного носителя. Энергия возбужденного носителя должна быть рассеяна при каскадной эмиссии оптических фононов, что обеспечивает сохранение энергии и импульса.

При окончательном анализе «безызлучательных» потерь уверенным в существовании оже-рекомбинации можно быть только тогда, когда имеются четкие свидетельства существования горячих носителей.

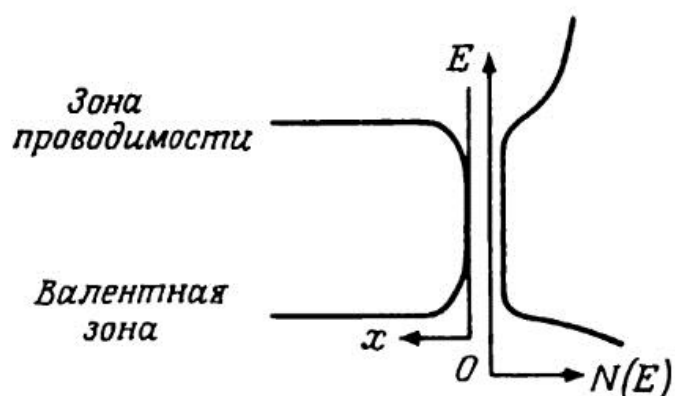
§ 2. ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

Поверхность — это сильное возмущение решетки, создающее множество свободных связей, которые могут собирать примеси из окружающих областей. Следовательно, здесь может иметь место высокая концентрация мелких и глубоких уровней, которые могут действовать как рекомбинационные центры. Хотя не доказана определенно однородность распределения поверхностных состояний по энергиям, значение $N_s(E) = 4 \cdot 10^{14}$ см⁻²·эВ⁻¹,

полученное в предположении об однородности их распределения, находится в хорошем согласии с экспериментальными оценками [6].

На фиг. 7.3 показана модель для случая непрерывного распре-

Фиг. 7.3. Модель для случая непрерывного распределения поверхностных состояний.



деления состояний по энергиям на поверхности полупроводника. Очевидно, что, когда электроны и дырки находятся от поверхности на расстоянии, меньшем диффузионной длины, они рекомбинируют и соответствующие переходы через непрерывный набор состояний скорее всего — безызлучательные. Эта модель может быть применена к рассмотрению внутренних поверхностей, которые мы будем называть дефектами или включениями.

12.6. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

У полупроводников интенсивность излучения уменьшается при повышении температуры, т. е. наблюдается температурное тушение люминесценции. Если через P_r обозначить вероятность излучательных переходов, которая предполагается не зависящей от температуры, а через P_{nr} — вероятность безызлучательных переходов, то квантовый выход люминесценции η описывается выражением

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}}. \quad (12.19)$$

Вероятность P_{nr} зависит от температуры

$$P_{nr} = P_{nr0} e^{-E^*/kT}. \quad (12.20)$$

В этом выражении E^* — энергия активации; P_{nr0} — коэффициент, не зависящий от температуры. Следовательно, температурная зависимость квантового выхода излучения имеет вид:

$$\eta = \frac{1}{1 + C e^{-E^*/kT}}, \quad (12.21)$$

где $C = P_{nr0}/P_r$ — константа.

Тушение мономолекулярного свечения твердых тел, когда поглощение и излучение света происходят в одном центре, можно объяснить следующим образом. При поглощении кванта света электрон центра, переходя на возбужденный уровень, может при высокой температуре попасть на колебательный энергетический уровень,

соответствующий ближайшему расположению потенциальных кривых U_0 и U_B (точка a на рис. 12.1). Затем он безызлучательным способом перейдет в основное состояние. Этот переход на рис. 12.1 показан пунктирной стрелкой. Для такого механизма температурного тушения выход люминесценции будет описываться формулой (12.21). В этом случае E^* есть энергия активации, необходимая для перевода электрона в возбужденном состоянии в точку ближайшего расположения потенциальных кривых U_0 и U_B .

Температурное тушение люминесценции полупроводника, обусловленной рекомбинацией свободных носителей заряда через локализованный центр, также будет описываться соотношением (12.21). Например, центр свечения расположен на некотором расстоянии от потолка валентной зоны (рис. 12.11, б). Такой центр, поглощая квант света, может возбуждаться (см. рис. 11.31, а). Затем ионизованный центр захватывает электрон из валентной зоны. Теперь электрон, сорванный с центра возбуждающим светом, не может излучательным путем возвратиться на центр, а вынужден некоторое время диффундировать в зоне проводимости, пока не прорекомбинирует безызлучательно с дыркой валентной зоны. Например, безызлучательные переходы при участии меди в германии имеют термическую энергию активации $E^* = 0,14$ эВ.

В случае излучательной рекомбинации свободных электронов и свободных дырок температурное тушение люминесценции можно описать формулой

$$\eta = \frac{1}{1 + CT^g}, \quad (12.22)$$

где C и g — константы.

42. Що таке швидкість поверхневої рекомбінації? Як вона вводиться?

§ 5. Скорость поверхностной рекомбинации

Поверхностные уровни энергии, так же как и локальные уровни примесных атомов в объеме, могут участвовать в рекомбинации и тепловой генерации электронов и дырок и поэтому могут сильно влиять на их времена жизни. Влияние поверхности на кинетику электронных процессов принято характеризовать *скоростью поверхностной рекомбинации*. К этому понятию мы приходим следующим образом.

Пусть R_{ps} есть суммарный темп рекомбинации дырок на поверхности, т. е. разность темпов захвата и обратного теплового выброса, рассчитанных на единицу поверхности и единицу времени. Обозначим, далее, через p_s концентрацию дырок у поверхности в слое объемного заряда (рис. 10.18). В равновесии, когда $p_s = p_{s0}$, $R_{ps} = 0$. Тогда, аналогично тому как мы поступали, рассматривая темп объемной рекомбинации (§ VII.2), формально можно написать

$$R_{ps} = s'_p (p_s - p_{s0}) = s'_p \delta p_s. \quad (5.1)$$

Аналогично, для суммарного темпа поверхностной рекомбинации электронов можно положить

$$R_{ns} = s'_n (n_s - n_{s0}) = s'_n \delta n_s. \quad (5.2)$$

Эти соотношения иногда рассматривают как первые члены разложения функций R_{ps} и R_{ns} по степеням переменных δp_s и δn_s соответственно. Однако фактически каждый из коэффициентов s'_p и s'_n может сам зависеть от обеих переменных δp_s и δn_s .

Однако выражения для R_{ps} и R_{ns} принято записывать несколько иначе. Рассмотрим некоторую плоскость $x = 0$, лежащую вблизи

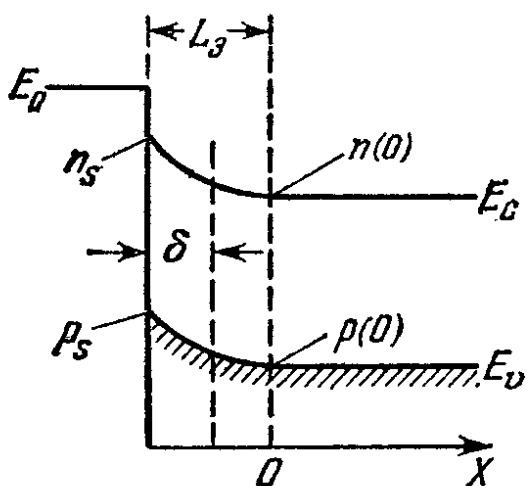


Рис. 10.18. К определению понятия скорости поверхностной рекомбинации.

границы слоя объемного заряда, но за его пределами (где зоны уже не искривлены), и обозначим через $p(0)$ и $n(0)$ концентрации дырок и электронов в этой плоскости (рис. 10.18). Положим, что толщина слоя объемного заряда (порядка длины экранирования L_3) меньше длин диффузии дырок и электронов L_p и L_n . Тогда приближенно рекомбинацией внутри слоя объемного заряда можно пренебречь. Это условие обычно выполняется для технически важных полупроводников — германия и (несколько хуже) кремния (хотя в других полупроводниках оно может и не иметь места). Пусть, далее, темп

поверхностной рекомбинации дырок R_{ps} намного меньше каждого из потоков — диффузии и дрейфа дырок у поверхности. То же самое будем предполагать справедливым и для электронов. При этих условиях можно считать, что токи диффузии и токи дрейфа в слое объемного заряда приблизительно уравнивают друг друга, т. е. что в дырочном и электронном газах имеется диффузионно-дрейфовое равновесие (ср. § VII.3). В этом случае между концентрациями p_s и $p(0)$ существует однозначная связь, такая же, как и в условиях равновесия. В частности, для невырожденного полупроводника мы имеем

$$p_s = p(0) e^{-Ys}, \quad n_s = n(0) e^{Ys}. \quad (5.3)$$

Тогда вместо (5.1) и (5.2) можно написать

$$R_{ps} = s_p [p(0) - p_0] = s_p \delta p(0), \quad R_{ns} = s_n [n(0) - n_0] = s_n \delta n(0), \quad (5.4)$$

где p_0 и n_0 — равновесные концентрации в объеме полупроводника. Коэффициенты s_p и s_n имеют размерность скорости и обычно выражаются в см/с. Они получили название скорости поверхностной рекомбинации для дырок и, соответственно, для электронов. Вели-

чины s_p и s_n в общем случае не равны друг другу. Кроме того, они могут сами зависеть от δp и δn . Таким образом, при выполнении указанных двух условий мы можем под «поверхностью» полупроводника понимать собственно его поверхность и прилегающий к ней слой объемного заряда.

Если полупроводник находится в стационарном (но неравновесном) состоянии и нарушение равновесия мало, то можно ввести некоторую единую скорость поверхностной рекомбинации s , не зависящую от δp и δn . Действительно, в стационарном состоянии мы имеем

$$R_{ps} = R_{ns} = R_s = s_p \delta p(0) = s_n \delta n(0). \quad (5.5)$$

С другой стороны, рассматривая рекомбинацию в объеме, мы видели (§ IX.6), что темп объемной рекомбинации $R \sim (pn - p_0 n_0)$. В § 8 мы увидим, что аналогичный результат справедлив и для рекомбинации через поверхностные уровни, а именно $R_s \sim (n(0)p(0) - n_0 p_0)$ (ср. формулу (8.4), в которой при $L_s \ll L$ можно заменить в числителе $n_s p_s$ на $n(0)p(0)$). Поэтому можно написать

$$R_s = s \frac{n(0)p(0) - n_0 p_0}{n_0 + p_0}, \quad (5.6)$$

где s есть некоторый коэффициент, имеющий размерность скорости поверхностной рекомбинации. Полагая здесь $n(0) = n_0 + \delta n(0)$, $p(0) = p_0 + \delta p(0)$ и линеаризуя это выражение, имеем

$$R_s = s \frac{n_0}{n_0 + p_0} \delta p(0) + s \frac{p_0}{n_0 + p_0} \delta n(0). \quad (5.7)$$

Подставляя сюда из формулы (5.5) $\delta p(0) = R_s/s_p$ и $\delta n(0) = R_s/s_n$ и разрешая полученное уравнение относительно s , находим

$$s = s_p s_n \left(s_n \frac{n_0}{n_0 + p_0} + s_p \frac{p_0}{n_0 + p_0} \right)^{-1}. \quad (5.8)$$

В полупроводнике n -типа, когда выполняются условия $n_0 \gg p_0$, $s_n n_0 \gg s_p p_0$, мы имеем $s \simeq s_p$. При этом вторым слагаемым в формуле (5.7) обычно можно пренебречь. Напротив, в полупроводнике p -типа и при условиях $p_0 \gg n_0$, $s_p p_0 \gg s_n n_0$ получается $s \simeq s_n$ и, кроме того, первое слагаемое в формуле (5.7) мало по сравнению со вторым. Следовательно, в обоих случаях s совпадает со скоростью поверхностной рекомбинации неосновных носителей. Этот результат имеет простой физический смысл. Рекомбинация через поверхностные уровни, так же как и через объемные уровни, есть двухступенчатый процесс, состоящий из захвата дырки и захвата электрона. «Узким» местом процесса является захват неосновных носителей, концентрация которых при малом уровне возбуждения остается очень малой по сравнению с концентрацией основных носителей, и поэтому темп рекомбинации определяется темпом захвата неосновных носителей.

Положим теперь, что под влиянием каких-либо внешних воздействий, например при освещении полупроводника сильно поглощаемым светом, происходит поверхностная генерация электронно-дырочных пар. При этом, говоря о «поверхностной генерации», мы имеем в виду, что генерация происходит в тонком слое вблизи поверхности, толщина которого $\delta \lesssim L_s$ (рис. 10.18). Пусть темп поверхностной генерации есть g_s . Для случая оптической генерации

$$\delta \sim \frac{1}{\gamma}, \quad g_s = I\nu,$$

где γ — коэффициент поглощения света, I — освещенность, а ν — квантовый выход внутреннего фотоэффекта (§ VII.4). Если все фотоны успевают поглотиться в слое объемного заряда (который мы включаем в понятие «поверхность»), то g_s не зависит от γ . Тогда условие баланса для неравновесных носителей заряда, например для дырок, у поверхности дает

$$g_s = \frac{1}{e} j_p(0) + s_p \delta p(0), \quad (5.9)$$

где $j_p(0)$ — плотность дырочного тока у поверхности. Аналогичное соотношение справедливо для неравновесных электронов. При этом поток частиц считается положительным, если он направлен от поверхности вглубь полупроводника. Если $g_s \neq 0$, то $j_p(0) > 0$ и, следовательно, возникает поток частиц от поверхности. При $g_s = 0$ мы имеем $j_p(0) < 0$. В этом случае появляется поток, направленный к поверхности, равный темпу исчезновения частиц вследствие рекомбинации.

В § VII.8 мы видели, что совместные диффузия и дрейф неравновесных дырок и электронов определяются неосновными носителями заряда. Поэтому соотношение (5.9), написанное для неосновных носителей заряда, определяет граничные условия задачи о вычислении распределения неравновесных дырок и электронов в полупроводниках конечных размеров.

Поверхностная рекомбинация проявляется, хотя и в разной степени, во всех неравновесных электронных процессах. Ниже рассмотрены некоторые примеры.

43. Феноменологічний опис фотопровідності напівпровідників.

Спектральний відгук.

13.2. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Избыточные электроны Δn и дырки Δp , созданные оптической генерацией, могут иметь энергии, значительно большие, чем средняя энергия равновесных носителей заряда. Однако в результате взаимодействия с фононами и дефектами кристаллической решетки энергия неравновесных носителей заряда за время около 10^{-10} — 10^{-12} с приобретает такое распределение по энергиям и квазиимпульсам, как у равновесных носителей. Поэтому подвижность неравновесных носителей заряда не будет отличаться от подвижности равновесных носителей. Следовательно, полная проводимость полупроводника определяется равновесными носителями заряда n_0 , p_0 и фотоносителями Δn , Δp и равна:

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p]. \quad (13.5)$$

Так как темновая проводимость $\sigma_T = \sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$, то фотопроводимость полупроводника, обусловленная непосредственным действием излучения, есть

$$\sigma_{\phi} = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (13.6)$$

Естественно, что концентрации избыточных носителей заряда Δn и Δp зависят от интенсивности и длины волны света. Пусть на слой вещества толщиной dx , имеющего коэффициент поглощения α , падает свет интенсивности I . Тогда количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени в единице объема этого вещества

$$\frac{dI}{dx} = \alpha I. \quad (13.7)$$

Следовательно, при поглощении квантов света энергии $h\nu$ в единице объема полупроводника в единицу времени для области собственного поглощения образуются избыточные электроны и дырки в количестве

$$G = \beta \alpha I / h\nu. \quad (13.8)$$

Здесь коэффициент пропорциональности β , который обычно называют квантовым выходом фотоионизации, определяет число пар носителей заряда (или число носителей заряда при примесной фотопроводимости), образуемых одним поглощенным фотоном, если интенсивность света измерять числом квантов в секунду на единицу поверхности.

Однако сразу после начала освеще-

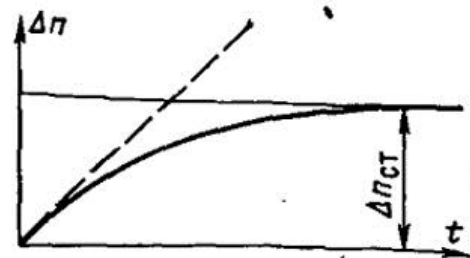


Рис. 13.5. Изменение во времени концентрации носителей заряда, возбужденных светом

ния фотопроводимость полупроводника не достигает максимального значения, ибо по мере увеличения концентрации неравновесных носителей заряда нарастает процесс рекомбинации. Поскольку скорость генерации неравновесных носителей остается постоянной при неизменной интенсивности света, то через какой-то промежуток времени интенсивность рекомбинации достигнет интенсивности генерации, и установится стационарное состояние, характеризующееся постоянным значением концентрации фотоносителей заряда $\Delta n_{ст}$ и $\Delta p_{ст}$ (рис. 13.5).

Стационарные концентрации избыточных носителей заряда можно определить, если воспользоваться уравнением непрерывности, в котором генерационный член записан в виде (13.8) в предположении однородной генерации. Поэтому

$$\Delta n_{ст} = G_n \tau_n = \beta \alpha I \tau_n / h\nu; \quad (13.9)$$

$$\Delta p_{ст} = G_p \tau_p = \beta \alpha I \tau_p / h\nu, \quad (13.10)$$

а стационарная фотопроводимость равна:

$$\sigma_{ф, ст} = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \frac{I}{h\nu}. \quad (13.11)$$

Отношение фотопроводимости $\sigma_{ф}$ к интенсивности света I определяет удельную фоточувствительность полупроводника

$$S_{ф} = \sigma_{ф} / I. \quad (13.12)$$

Если один из членов в скобках соотношения (13.11) значительно больше другого (за счет разницы в значениях подвижности или времени жизни электронов и дырок), то фотопроводимость определяется носителями заряда одного знака и ее называют *монополярной*. В этом случае

$$\sigma_{ф, ст} = e\beta\alpha\tau\mu \frac{I}{h\nu}. \quad (13.13)$$

Выражение для стационарного значения плотности фототока будет иметь вид:

$$J_{ф} = \sigma_{ф, ст} \mathcal{E} = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \frac{I\mathcal{E}}{h\nu}. \quad (13.14)$$

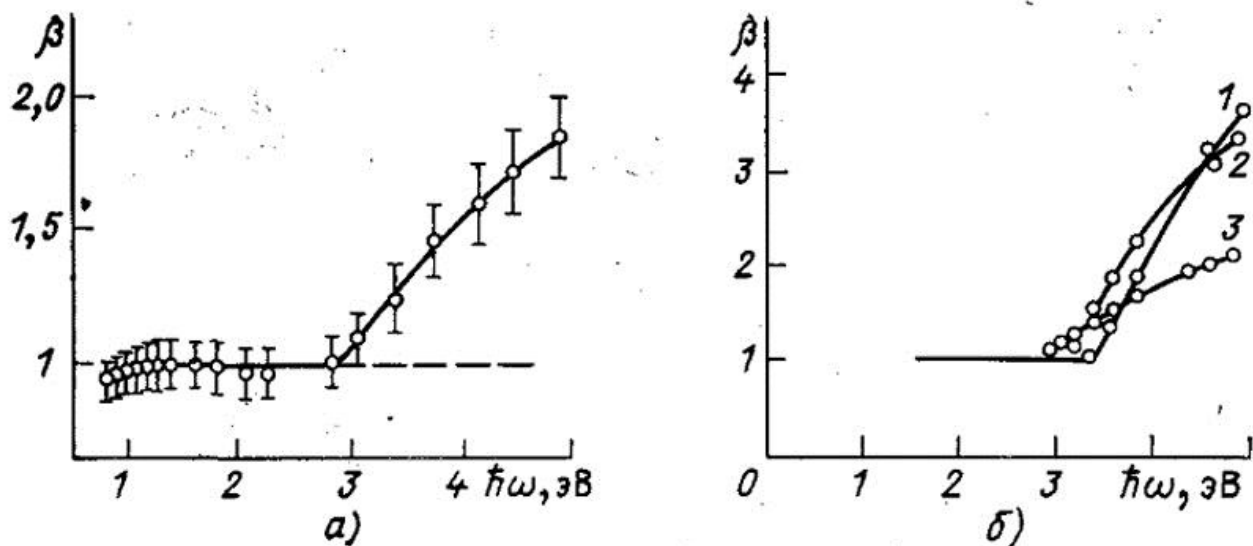


Рис. 13.6. Зависимость квантового выхода (число возбужденных электронов на один поглощенный фотон) от энергии фотона в германии $T = 300$ К (а) и кремний (б): 1 — 100 К; 2 — 300 К; 3 — 400 К

Но $\mu_n \mathcal{E} = v_n$, а $\mu_p \mathcal{E} = v_p$, и если через l обозначить размер полупроводника в направлении поля, то время дрейфа $t_n = l/v_n$ и $t_p = l/v_p$. С учетом этого (13.14) запишется как

$$J_{\Phi} = e\beta\alpha \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \frac{Il}{h\nu}. \quad (13.15)$$

Если величины, входящие в (13.15), известны, то, измеряя J_{Φ} , можно определить квантовый выход β . На рис. 13.6, а приведена спектральная характеристика квантового выхода для германия и кремния. Видно, что при 300 К вплоть до 2,7 эВ для германия и вплоть до 3 эВ у кремния $\beta = 1$. При дальнейшем росте энергии фотона квантовый выход резко увеличивается. Это происходит потому, что поглощение фотона столь большой энергии сопровождается возникновением «горячих» носителей заряда, обладающих энергией, достаточной для образования вторичных электронно-дырочных пар путем ударной ионизации. Поскольку ширина запрещенной зоны кремния уменьшается при повышении температуры, то граница роста квантового выхода, как следует из рис. 13.6, б, смещается в сторону меньших энергий.

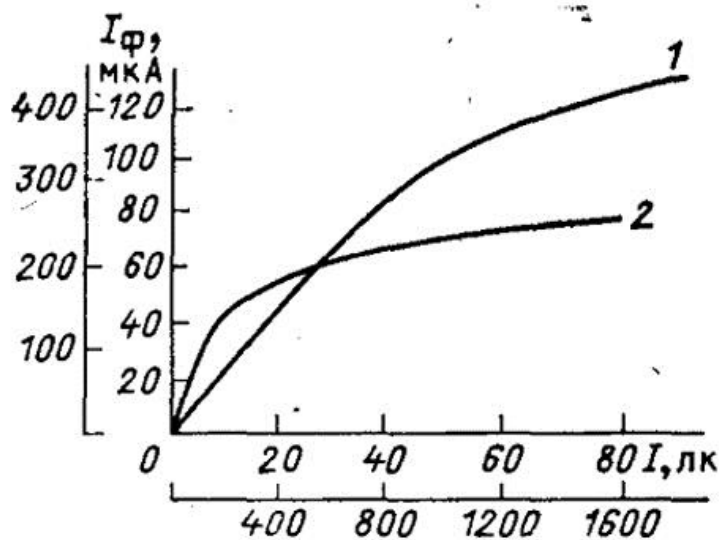


Рис. 13.8. Зависимость стационарного фототока от интенсивности освещения для сернистого висмута:

1 — слабое освещение; 2 — сильное

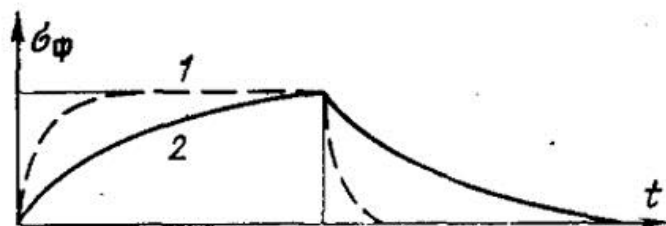


Рис. 13.9. Кривые релаксации фотопроводимости при отсутствии (1) и наличии (2) центров захвата

Таким образом, фотопроводимость зависит от интенсивности света. При линейном законе рекомбинации стационарная фотопроводимость согласно (13.19) пропорциональна интенсивности света, т. е.

$$\sigma_{\phi} \sim I/h\nu \text{ и } J_{\phi} \sim I/h\nu. \quad (13.23)$$

При квадратичной рекомбинации из (13.22) следует, что

$$\sigma_{\phi} \sim \sqrt{\frac{I}{h\nu}} \text{ и } J_{\phi} \sim \sqrt{\frac{I}{h\nu}}. \quad (13.24)$$

В общем случае можно считать, что

$$\sigma_{\phi} \sim \frac{I^b}{h\nu}. \quad (13.25)$$

При $b = 1$ фоторезистивный эффект называют линейным, при $b < 1$ — сублинейным. Следовательно, зависимость стационарного фототока полупроводника от интенсивности света должна иметь два участка; при слабой освещенности — линейный, а при большой освещенности — сублинейный (рис. 13.8).

44. Релаксація нерівноважної фотопровідності. Миттєвий час життя. Лінійна і квадратична рекомбінація.

№ 44

Релаксація нерівноважної фотопровідності.
Лінійна і кв. рекомбінація.
Миттєвий час життя.

Будемо вважати, що відбувається однорідна генерація пар ($g_n = g_p = g = \text{const}$) і що у нас нема струму, або струми дуже слабкі.

Запишемо рівняння неперервності окремо для електронів і для дірок:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \left(\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p \right) - \frac{\delta p}{\tau_p}; \quad \frac{\partial n}{\partial t} = g_n + \left(\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n \right) - \frac{\delta n}{\tau_n}$$

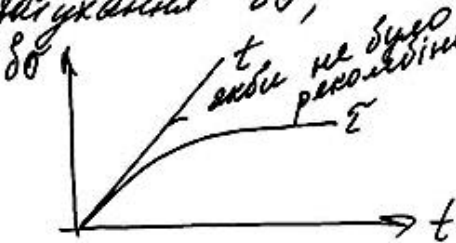
Оскільки струму нема, або слабкі, то членами $\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p$ і $\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n$ можна знехтувати:

$$\left[\begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n} \end{array} \right] \cdot \left. \begin{array}{l} \epsilon_{np} \\ \epsilon_{nn} \end{array} \right\} \text{сумуємо рівняння поелементам}$$

введемо позначення $\delta\sigma = e(\mu_p \delta p + \mu_n \delta n)$

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta\sigma}{\epsilon_{\text{eff}}}, \quad \text{де } \epsilon_{\text{eff}} = \frac{\mu_p \delta p + \mu_n \delta n}{\frac{\mu_p}{\tau_p} \delta p + \frac{\mu_n}{\tau_n} \delta n}$$

Все бачимо, що ϵ_{eff} - час релаксації фотопровідності при часі вимірювання темп встановлення і загасання $\delta\sigma$;



Для стаціонарного випадку $\delta\sigma = e(\mu_p + \mu_n)g \cdot t$

t - час релаксації фотопровідності у стац. стані, тобто при даних (конкретних δp і δn).

Миттєвий час життя

Включене осв.: $\delta n = (\delta n)_{\text{ст}} [e_n]$
 Включили світло: $\delta n = (\delta n)_{\text{ст}} \exp[-(t-t_1)/\tau_n]$
 і от якщо τ_n час життя δn , δp та δn буде залежить від темпу генерації g на кв. миттєвим часом життя $\tau_{\text{eff}} = f(g, \mu, \tau)$

Розглянемо лінійну реакційність:
 Включили освітлення;

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta \alpha I - \frac{\Delta n}{\tau}$$

β - квантовий вихід
 α - коэф. погл.
 I - інтенсивність світла

$$\Delta n = \beta \alpha I \tau (1 - e^{-t/\tau})$$

Якщо $t \rightarrow \infty$, то $\Delta n = \Delta n_{\text{стат.}} = \beta \alpha I \tau$;

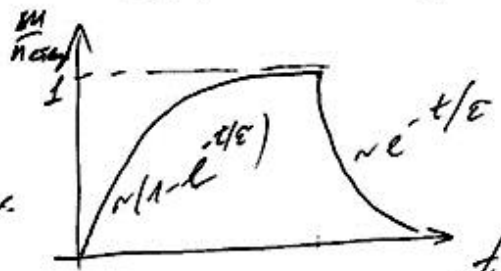
Там виключили освітлення зразка;

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \Rightarrow \Delta n = \Delta n_{\text{стат.}} \cdot e^{-t/\tau};$$

$$\Delta n = \Delta n_{\text{стат.}} \cdot e^{-t/\tau};$$

$$\Delta \sigma = \epsilon \mu \Delta n;$$

Побудуємо ці залежності на графіку



(по осі Y: $\frac{\Delta n}{\Delta n_{\text{стат.}}}$);

Тепер розглянемо квадрат. реакційність:
 Включили освітлення, $\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta \alpha I - B(\Delta n)^2$ (1)
 Виключили освітлення: $\frac{d(\Delta n)}{dt} = -B(\Delta n)^2$; (2)

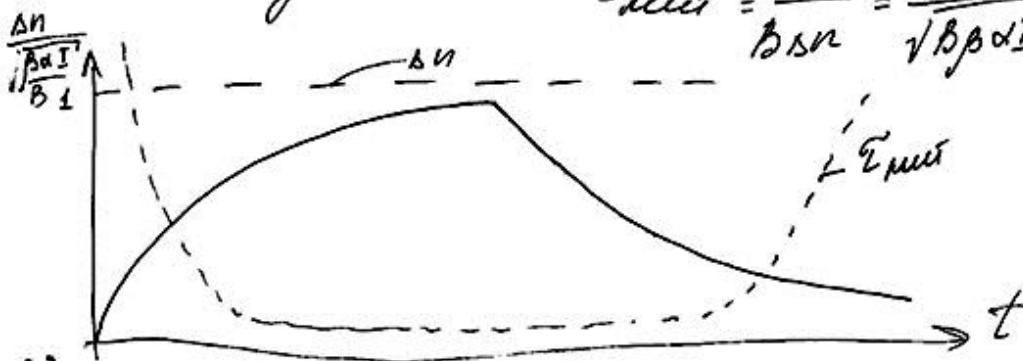
Замінемо розв'язки рівнянь:

$$(1): \Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{B}} \cdot \tanh\left(t \sqrt{B \beta \alpha I}\right)$$

$$(2): \Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{B}} \cdot \frac{1}{t \sqrt{B \beta \alpha I} + 1}$$

Тоді наростання: $\epsilon_{\text{митт.}} = \frac{1}{B \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{B \beta \alpha I}} \cdot e^{\epsilon \tanh\left(t \sqrt{B \beta \alpha I}\right)}$

спадання: $\epsilon_{\text{митт.}} = \frac{1}{B \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{B \beta \alpha I}} \left(t \sqrt{B \beta \alpha I} + 1 \right)$



$\epsilon_{\text{митт.}} \rightarrow \infty$ бо є лише носії одного знаку

45. Визначення основних феноменологічних параметрів напівпровідника по дослідженню стаціонарної фотопровідності.

§ 4.1. Определение параметров полупроводников путем измерения стационарной фотопроводимости

Стационарная фотопроводимость. Изменение электрического сопротивления или проводимости полупроводника, обусловленное действием оптического излучения и не связанное с его нагреванием, называют *фоторезистивным эффектом*. Длинноволновая граница собственного фоторезистивного эффекта, связанного с межзональными переходами электронов, совпадает с краем собственного поглощения и для многих полупроводников, таких, как кремний, германий, соединения типа A^3B^5 , находится в инфракрасной и видимой областях спектра.

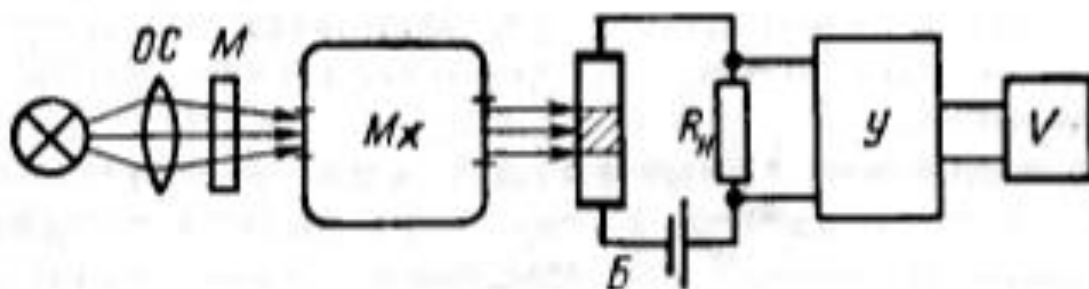
При наличии избыточной концентрации электронов Δn и дырок Δp удельная проводимость полупроводника

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p),$$

где $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$ — неравновесные концентрации носителей заряда. *Фотопроводимость* $\Delta\sigma$ определяют как разность между значениями удельной проводимости при освещении и в темноте:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p).$$

Подвижности неравновесных носителей заряда считаются равными подвижностям равновесных носителей заряда.



Методика измерения стационарной фотопроводимости. Часто для измерения стационарной фотопроводимости и параметров, ее характеризующих, используется установка, схема которой представлена на рис. 4.5. Одна из поверхностей полупроводникового образца, имеющего форму прямоугольной пластины, освещается модулированным светом. Световой поток проходит через оптическую систему $ОС$, монохроматор $Мх$ и прерывается модулятором $М$. Фототок, изменяющийся с частотой модуляции света, создает напряжение на резисторе R_n , включенном последовательно с образцом. Это напряжение усиливается усилителем $У$ и измеряется электронным вольтметром переменного тока V .

По экспериментальным данным спектральной зависимости фотопроводимости несложно найти отношение разности фотопроводимости $\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)$ в интервале, где фотопроводимость уменьшается при увеличении α , к ее предельному значению $\Delta G(\infty)$ и построить график $\frac{\Delta G(\infty)}{\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)}$ в функции коэффициента поглощения (рис. 4.3). Согласно (4.15) и (4.16),

$$\frac{\Delta G(\infty)}{\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)} = \frac{\Delta P(\infty)}{\Delta P(\alpha) - \Delta P(\infty)} = \frac{D_p}{sL_p} (1 + \alpha L_p). \quad (4.18)$$

Следовательно, на горизонтальной оси эта прямая отсекает отрезок $\alpha = -L_p^{-1}$, а на вертикальной оси — отрезок $D_p/(sL_p)$. Таким образом, по спектральному распределению фотопроводимости можно определить диффузионную длину и скорость поверхностной рекомбинации, если коэффициент диффузии неосновных носителей заряда известен. Нужно отметить, что в выражение (4.17) не входит скорость генерации неравновесных носителей заряда, а потому фотопроводимость выражают в относительных единицах. Коэффициент поглощения может быть измерен по пропусканию тонких образцов (см. § 6.2).

Основные условия применимости (4.18) заключаются, во-первых, в наличии прямолинейного участка на графике $\Delta G(\alpha)$, свиде-

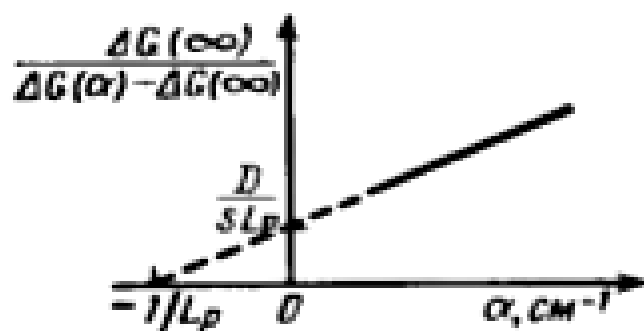


Рис. 4.3. Зависимость отношения $\Delta G(\infty)/[\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)]$ от коэффициента поглощения α

тельствующего о том, что действительно достигается значение $\Delta G(\infty)$, и, во-вторых, о малой зависимости коэффициента отражения от характера обработки поверхности и длины волны в используемой области спектра. Зависимость коэффициента отражения от способа травления образца осложняет практическое использование метода.

Воспользовавшись графиком спектральной зависимости фотопроводимости, несложно найти отношение фотопроводимостей образца на двух длинах волн, для которых выполняется условие поверхностной генерации носителей заряда. Из этого отношения с учетом (3.16) получим

$$\frac{s}{D_p} \alpha(\lambda_1) = \frac{\frac{\Delta G(\lambda_1)}{\Delta G(\lambda_2)} - 1}{1 - \frac{\Delta G(\lambda_1)}{\Delta G(\lambda_2)} \cdot \frac{\alpha(\lambda_1)}{\alpha(\lambda_2)}}$$

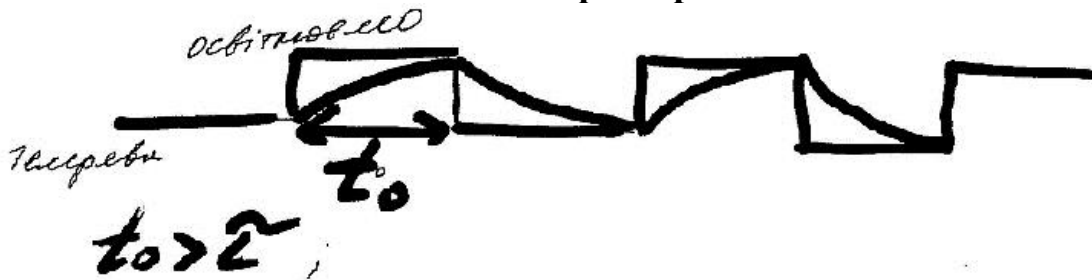
т. е. для расчета s достаточно знать D_p .

Измерив спектральную зависимость фотопроводимости на одном и том же образце при двух различных значениях скорости поверхностной рекомбинации s_1 и s_2 , из графиков $\Delta G(\alpha^{-1})$ определим D_p/s_1 , D_p/s_2 , h_1 , h_2 . Согласно (4.18), $L_p = \frac{h_2 - h_1}{h_1 s_1 / D_p - h_2 s_2 / D_p}$. Когда образец тонкий $w < 2L_p$ и $\text{cth } w / (2L_p) \approx 2L_p / w$, то

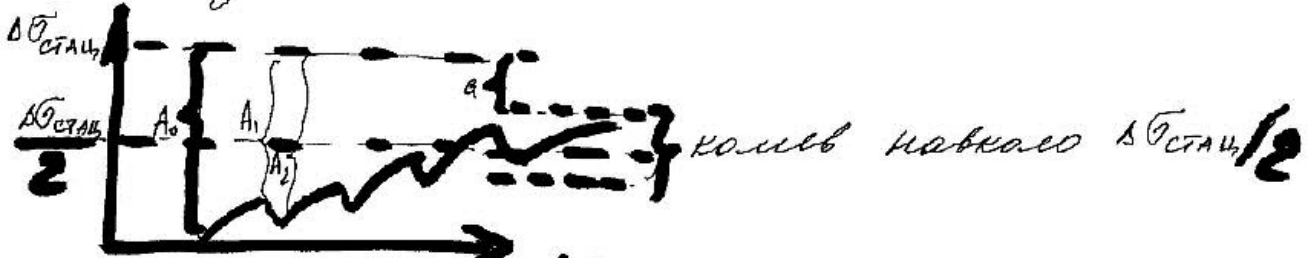
$$L_p^2 = \frac{h_2 - h_1}{h_1 s_1 / D_p - h_2 s_2 / D_p} \cdot \frac{w}{2}$$

Следует отметить, что изложенные ранее методы определения параметров полупроводников с помощью спектральных характеристик фотопроводимости получены на основе анализа фотопроводимости при выполнении условия электронейтральности как в объеме, так и на поверхности образца. Другими словами, при анализе предполагалось, что обязательно существующая вблизи поверхности образца область пространственного заряда не оказывает существенного влияния на рекомбинацию носителей заряда и фотопроводимость, а состояние поверхности можно характеризовать скоростью поверхностной рекомбинации. Введение скорости поверхностной рекомбинации предполагает наличие квазиравновесия между носителями заряда на поверхности и в объеме полупроводника. Из анализа следует, что существование приповерхностных изгибов энергетических зон, значительно превышающих среднюю тепловую энергию носителей заряда, нарушает такое равновесие уже при низких интенсивностях процессов рекомбинации на поверхности. Это приводит к качественным изменениям характеристик фотопроводимости.

46. Визначення основних феноменологічних параметрів напівпровідника по дослідженню кінетичної фотопровідності.



Нехай у нас відбув. зміни площі за експ. законом



- 1) $\Delta \bar{n} = A_0 (1 - e^{-t/\tau})$ - з-н наростання;
- 2) $\Delta \bar{n} = A_1 e^{-t/\tau}$ - з-н спадання;
- 3) $\Delta \bar{n} = A_2 (1 - e^{-t/\tau})$

$$\Delta \bar{n} = A_0 - 2A$$

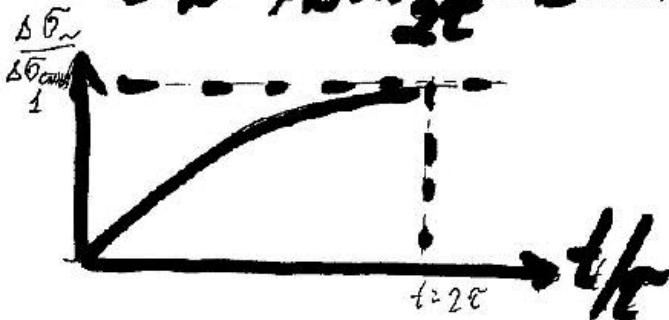
$$A = (A_0 - A_1) e^{-t/\tau} \quad \leftarrow ?$$

$$A = A_0 \frac{e^{-t/\tau}}{1 + e^{-t/\tau}}$$

$$\Delta \bar{n}_n = A_0 - 2A = A_0 \left(1 - \frac{2e^{-t/\tau}}{1 + e^{-t/\tau}} \right) = A_0 \frac{1 - e^{-t/\tau}}{1 + e^{-t/\tau}}$$

$$\Delta \bar{n}_n = A_0 \frac{e^{t/2\tau} - e^{-t/2\tau}}{e^{t/2\tau} + e^{-t/2\tau}}$$

$$\Delta \bar{n}_n = A_0 \tanh \frac{t}{2\tau} = \Delta \bar{n}_{стат.} \tanh \left(\frac{t}{2\tau} \right)$$



Для малих часів

$$\Delta \bar{n}_n = \beta I \lambda \tau t$$

$$\beta = \frac{2 \Delta \bar{n}}{I \lambda t} \rightarrow \text{можливо визначити } \beta;$$

пример, показанный на рис. 7.4. Фотопроводник R , включенный последовательно с источником тока B и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска D со щелями. Если ширина щелей равна ширине непрозрачных промежутков между ними, то полупроводник освещается в течение некоторого времени T , затем такое же время T интенсивность подсветки равна нулю и т. д. Вследствие изменения проводимости полупроводника в цепи возникает переменный ток, а на сопротивлении r — переменное напряжение.

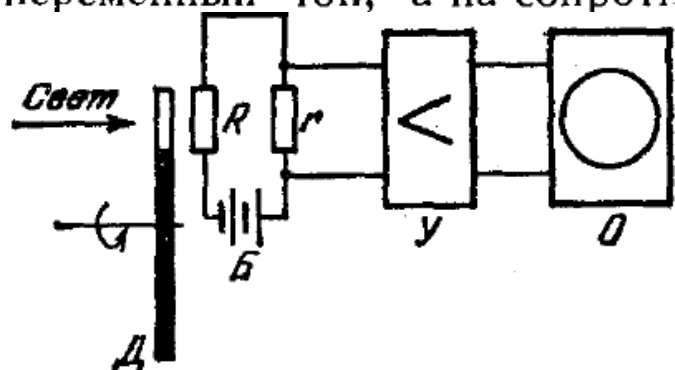


Рис. 7.4. Схема для наблюдения фотопроводимости.

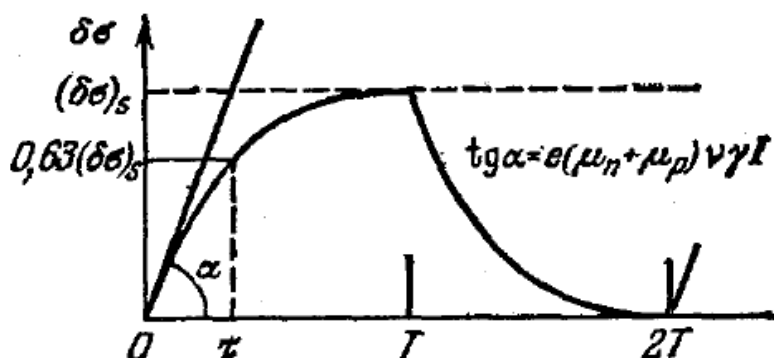


Рис. 7.5. Изменение фотопроводимости при прямоугольной модуляции освещенности ($\tau_{\text{фп}} = \text{const}$).

Если бы $\tau_{\text{фп}}$ было постоянным, то $\delta\sigma$ изменялась бы во времени так, как показано на рис. 7.5. После включения освещения она возрастала бы по закону

$$\delta\sigma = (\delta\sigma)_s \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{фп}}}\right) \right]$$

и при достаточно длинных импульсах света $T \gg \tau_{\text{фп}}$ достигала бы постоянного стационарного значения $(\delta\sigma)_s$. В последующий промежуток времени ($T - 2T$) она уменьшалась бы от значения $(\delta\sigma)_s$ до 0 тоже по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma = (\delta\sigma)_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{фп}}}\right).$$

Однако кривые рис. 7.5 наблюдаются в сравнительно редких случаях, а обычно зависимость $\delta\sigma(t)$ имеет более сложный характер. Положение, однако, упрощается для двух предельных случаев: стационарного состояния и начального участка процесса установления. В первом случае мы имеем

$$\delta p = g\tau_p, \quad \delta n = g\tau_n$$

и поэтому формула (4.4) дает

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_p \tau_p + \mu_n \tau_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (4.6)$$

В этом случае стационарное время релаксации фотопроводимости (иногда называемое «временем жизни фотопроводимости») можно непосредственно выразить через времена жизни τ_n и τ_p . Из формулы (4.6) видно, что если, например, $\tau_p \gg \tau_n$, а подвижности одного порядка, то $\tau_{\text{фп}} \simeq \mu_p \tau_p / (\mu_p + \mu_n)$. При обратном неравенстве $\tau_{\text{фп}} \simeq \mu_n \tau_n / (\mu_p + \mu_n)$. Поэтому, измеряя $\tau_{\text{фп}}$, можно определить время жизни долгоживущих носителей заряда.

Для начального участка нарастания $\delta\sigma$ в уравнении (4.3) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (так как $\delta\sigma$ весьма мала). Тогда получается

$$\delta\sigma = e (\mu_p + \mu_n) g t. \quad (4.7)$$

Начальный участок кривой нарастания $\delta\sigma$ описывается прямой линией, наклон которой есть (рис. 7.5)

$$\text{tg } \alpha = e (\mu_p + \mu_n) v \gamma I. \quad (4.8)$$

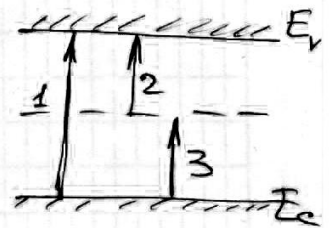
Исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости часто используют для экспериментального определения квантового выхода ν . Такие опыты показывают, что ν может быть весьма раз-

47. Домішкова провідність. Індукована ДП. Термостимульована провідність.

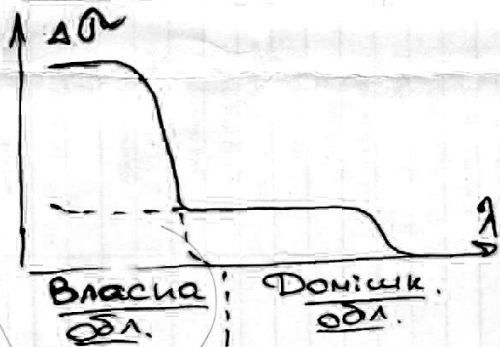
(47) Домішкова фотопровідність. Індукована домішкова фотопровідність. Термостимульована провідність.

При освітленні, крім переходів "зона-зона" можуть виключитись переходи між домішковими рівнями \Rightarrow домішкова провідність

1). Оскільки для іонізації рівнів посередній забор. зони достатньо фотонів з меншою енергією, ніж для міжзонних переходів домішкова ф.п. зсувнута в довгохвильову область.



2). Оскільки концентрація домішок звичайно на багато порядків менша за концентрацію атомів основної ґратки, інтенсивність домішкової ф.п. значно слабша, ніж власної.



Особливості

1). Власна фотопровідність завжди пов'язана з поетковою появою рівної к-ті e^- та h^+ , домішкове збудження утворює носії одного знаку.

Отже, у більшості випадків Власна ф.п. — біполярна; домішкова — монополярна. (але власна може бути монополярною за рах. різних засів китте e^- та h^+ ; а домішкова — біполярною за рахунок, кеприклад, подвійних ант. переходів / V -зона \rightarrow домішк. рівн \rightarrow C -зона /).

2). Залежність коэф-та поглинання від інтенсивності збуджуючого світла.

В заг. випадку, інтенсивність поглинання фотонів та пов'язаних з цим переходів пропорційно концентрації носіїв на цих рівнях.

У випадку власного зб-ня к-т поглинання не залежить

Від інтенсивності освітлення (дуже-яке освітлення наведи ти змінить ефект. кону-ю носіїв у V і C - зонах).

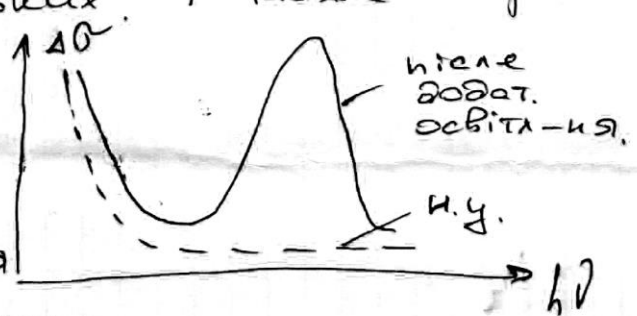
У випадку домішкової ф.п. к-т поглинання може залежати від інтенсивності (рівні легко сущуються, і, наприклад, генерація вже не пропорційна інтенс-ті світла).

Індукована домішкова фотопровідність

- є вище виникнення ти різкого зростання домішкової ф.п. після попередньої зосвітки у n/n_0 , в межах за n_0 . Воно (доміш. ф.п.) відсутня.

Пояснення: "власне" збудження в рез-ті наступних пр-сів "законлення" призводить до зосвітки пустих домішкових рівнів (центрів), і \rightarrow до домішкової ф.п.

В ряді випадків при низьких T може зберігати впродовж тривалого часу.



Домішкові центри в n/n_0 :

у. рекомбінації

у. приміщення

(теплові зміни мають невелику амплітуду, одні носіїв іде з одної зони)

(одні носіїв переважно з однією зоною, велика ймовірність зворотніх термічних закладів).

Для рівня з ~~законленням~~ законленням e^- , відношення імов-ті закон. діру до імов. теплового закон. ел-на на рівень:

$$K_n = \frac{C_p P}{C_n N_c \exp\left[-\frac{E_t}{kT}\right]}$$

p - кону. діру в керіви. умоват.

C_n, C_p - коэф-ти рекомбінації.

теж саме для діру (рівня з дірою):

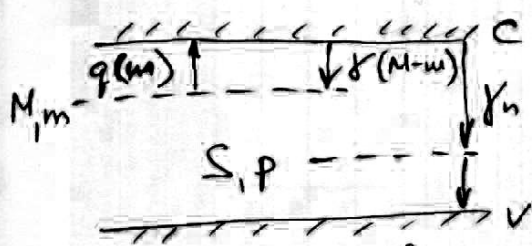
$$K_p = \frac{C_n n}{C_p N_v \exp\left[-\frac{E_f - E_t}{kT}\right]}$$

p -ці рекомб: $K_{n,p} > 1$.

n -ці приміщення: $K_{n,p} < 1$.

(не обов'язательно)

Пояснення індукованої домішки ф.п. (продовж.)



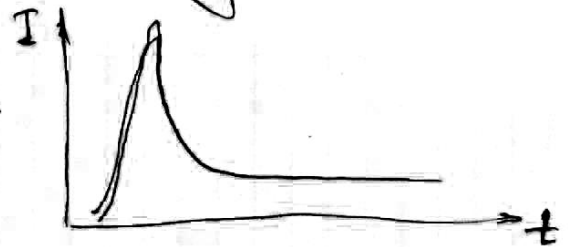
Нехай, в збур. зоні E в стані рівноваги порожні рівні прилипания для електронів з коінц. M , котрі при збурж.

світлом власної смуги погл. ~~збудж.~~ (що переводить e^- з V -зоні в C -зону), заповнюються e^- (концентр-я прилиплих ел-в = m). Дірки, що при цьому утворюються в V -зоні, захоплюються в рівновазі зовнішніми центрами рекомбінації S .

За низької температури e^- на рівнях прилипания можуть зберігатися необмежено довго (теплові зашми в C -зоні відсутні, а безпосередній перехід електрона рівня M на дірку рівня S неможливий, оск. рівні просторово рознесені).

При ввімкненні домішкового збудження помітимо змещення:

1) "спалахове" зростання фотоструму з наступним швидким спадом.



2) дуже повільне спадання фотоструму - "квазірівноважний стан".

Термостимульована провідність

Процеси, в принципі, аналогічні індук. домішки ф.п.

При освітленні кристала "власним" світлом ~~ф.п.~~ (λ , що відповідає max поглинання) при низькій T досить довго, встановиться деяке стаціонарне нерівноважне заповнення рівнів прилипания.

Якщо попередньо освітлений кристал підігрівати в темряві, то в рез-ті теплових зашмідів з рівнів в зоні концентр-я великих носіїв

буде зростати \Rightarrow зросте струм з/з кристал.
Термостимульований струм — різниця між струмом
при попередньому збудженні світлом і без.

При $T \uparrow$ заповнення рівнів прилипання зменшується
 \Rightarrow ТСС зменшується.

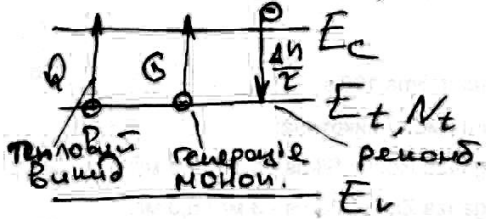
При певній T_{\max} буде як ТСС, коли
найбільш інтенсивне спустощення рівнів
прилипання.

Чим більш мілкий рівень, тим при більш
низькій T зностерігаємо max ТСС.

48. Струм дифузії та провідності.

48) Струм дифузії та струм провідності.
Розрахунок концентрації заряду при неоднорідній генерації з врахуванням дифузії (монополерний випадок).

Дифузія виникає через градієнт концентрації, як наслідок, маємо струм.



Для градієнту:

- 1) або освітлюємо світлом, що сильно поглинається.
- 2) або освітлюємо неоднорідно.

$$j_D = e \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} = e \cdot D_n \cdot \text{grad } n$$



~~Струм~~ струм дифузії.

За рахунок дифузії застина зразку заряджається "-", а застина "+"
Тому виникає поле, яке тягне їх назад.

$$j_E = \sigma E = e \mu n E$$

струм провідності



$$j = j_D + j_E = e \left(D_n \frac{dn}{dx} + \mu n E \right)$$

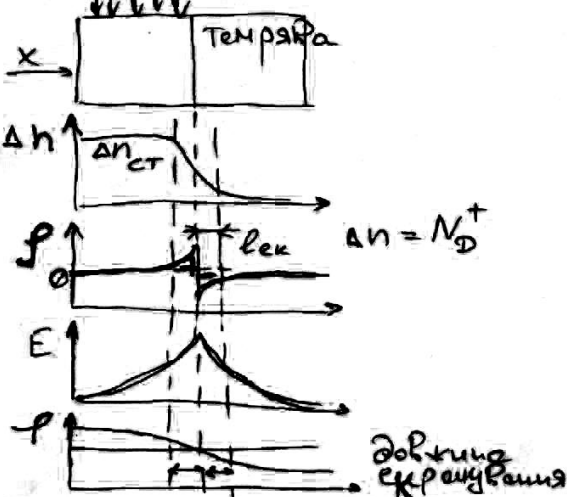
$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G + R - \frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e} \text{div } j$$

— при неперервності

еще з/з зразок протікає струм

Розрахунок концентрації заряду



Вважатимемо $\Delta n \ll n_0$
— слабке освітлення.

Пожекаємо, поки встановиться рівновага.

$$j = j_D + j_E = 0$$

$$D = \frac{kT}{e} \mu$$

$$E = - \frac{kT}{e} \mu \frac{dn}{dx} \cdot \frac{1}{\mu n}$$

$$n = n_0 + \Delta n$$

с.1

$$E = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{(n_0 + \Delta n)} \cdot \frac{d(n_0 + \Delta n)}{dx} = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{n_0} \cdot \frac{d(\Delta n)}{dx}$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{n_0} \cdot \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2}$$

$$\text{div} E = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad \rho = e(\rho - n) + e \Delta n$$

$$\Rightarrow \frac{dE}{dx} = -\frac{e \Delta n}{\epsilon \epsilon_0}$$

$$\frac{kT}{e n_0} \cdot \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{e \Delta n}{\epsilon \epsilon_0} = 0$$

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \left(\frac{e^2 n_0}{kT \epsilon \epsilon_0} \right) (\Delta n) = 0$$

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{l_{\text{exp}}^2} = 0$$

$$\Delta n = C_1 \cdot e^{\alpha_1 x} + C_2 \cdot e^{\alpha_2 x}$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{l_{\text{exp}}}$$

$$\alpha_2 = -\frac{1}{l_{\text{exp}}}$$

$$\Delta n = C_2 \cdot e^{-\frac{x}{l_{\text{exp}}}}$$

$\Delta n_{\text{ст.}}$ - стационарное.

$$\rho = e \mu n$$

$$l_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{kT \cdot \epsilon \epsilon_0}{e^2 n_0}}$$

Область уравнения
заметить вид уравнения.

$$n_0 = 10^{15} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$$

$$l_{\text{exp}} \approx 0.01 \div 1 \text{ мкм}$$

$$l_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{kT \epsilon \epsilon_0}{e^2 n_0}} = \sqrt{\frac{\mu kT}{e} \frac{\epsilon \epsilon_0}{e \mu n_0}} = \sqrt{D \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma_0}}$$

$$L = \sqrt{D \tau}$$

- длина диффузионного звена.

$$\frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma_0} = \tau$$

- час диффузионного звена
неравнов. носил,
(час Максвелла)



- час восстановления диффузионно-дрейфового равнов. час релакс-и.

$$R = \frac{1}{\sigma_0} \cdot \frac{d}{s}$$

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 s}{d}$$

$$\Rightarrow RC = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma_0}$$

RC - константа
звонка.

49. Довжина Дебаївського радіусу екранування та постійна часу Максвелла.

Рассмотрим диффузию и дрейф неравновесных носителей заряда в случае монополярной проводимости, когда свободные носители заряда возникают только в результате возбуждения их с уровней примеси. Предположим, что часть достаточно длинного однородного полупроводника, например n -типа, освещается слабопоглощающим светом. В освещенной части полупроводника запишем уравнение непрерывности в следующем виде:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{l_3^2} = 0. \quad l_3 = \sqrt{V \varepsilon_r \varepsilon_0 kT / e^2 n_0},$$

решение будет иметь вид $\Delta n = C_1 e^{\alpha_1 x} + C_2 e^{\alpha_2 x}$

где

$$\alpha_1 = \frac{1}{l_3}; \quad \alpha_2 = -\frac{1}{l_3}$$

Для неосвещенной области полупроводника, в которой концентрация избыточных электронов уменьшается по мере удаления от освещенной части образца, имеет смысл только член решения с отрицательным показателем степени, поэтому

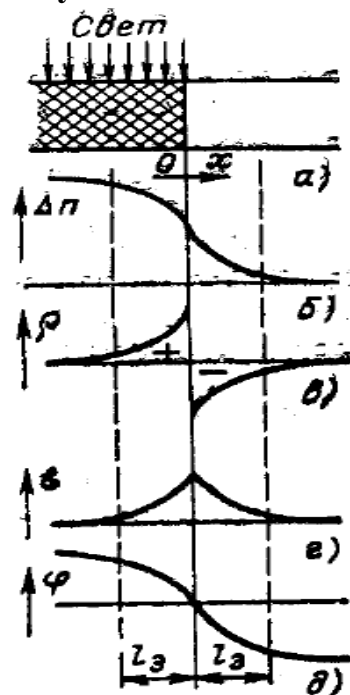
$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-x/l_3}. \quad (8.39)$$

Таким образом, в случае монополярной проводимости концентрация избыточных носителей заряда в неосвещенной части образца по мере удаления от освещенной области уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной спада l_3 , называемой радиусом (длиной) экранирования или дебаевским радиусом. Длина экранирования, как следует из (8.35), зависит от концентрации основных носителей заряда, поэтому ее значение может изменяться в широких пределах в зависимости от удельной проводимости полупроводника. Например, для невырожденных полупроводников, таких как германий и кремний, радиус экранирования в зависимости от степени легирования может составлять 10^{-4} — 10^{-6} см.

Воспользуемся формулой (7.29), из которой следует, что объем-

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_\mu}, \quad (7.29)$$

ный заряд, введенный в полупроводник, после выключения возбуждающего света в результате тока проводимости существует в среднем в течение времени τ_μ , т. е.



Если плотность объемного заряда поделить на единичный заряд, то получим изменение концентрации избыточных носителей заряда во времени:

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-t/\tau_{\mu}}. \quad (8.41)$$

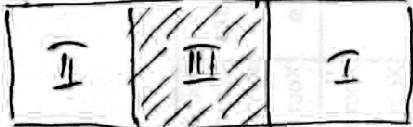
Из сравнения (8.39) и (8.41) следует, что распространение носителей заряда в монополярном случае на расстояние длины экранирования $l_{\text{э}}$ осуществляется в течение максвелловского времени релаксации τ_{μ} , которое в данном случае является эффективным временем установления диффузионно-дрейфового равновесия.

50. Дифузія та дрейф неосновних носіїв заряду при неоднорідній генерації.

50) Дифузія та дрейф неосновних носіїв заряду при неоднорідній генерації з врахуванням дифузії (моноплярний випадок).



Якщо $\rho_0 \gg \Delta n$, то подібання ρ в Δn буде переважати



Об'єктується тільки III.

Вважаємо $\Delta n \ll \rho_0$

Генерується тільки електрони, але в системі є і дірки.

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G - \frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial j}{\partial x}$$

$$j = -eD \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + e\mu E \frac{\partial \Delta n}{\partial x}$$

$$D \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \mu E \frac{\tau}{e} \cdot \frac{d}{dx} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} = -G$$

Введено позначення:

$$\begin{cases} l_D = \sqrt{D\tau} \\ l_E = \mu E \tau \end{cases}$$

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \frac{\mu E \tau}{D} \cdot \frac{d(\Delta n)}{dx} - \frac{\Delta n}{D\tau} = -\frac{G\tau}{D}$$

I. $\Delta n = \text{const} \cdot e^{-x/l_1}$

II. $\Delta n = \text{const} \cdot e^{-x/l_2}$

III. $\Delta n = G\tau \cdot \frac{1}{l_1 + l_2} [l_1(1 - e^{-x/l_1}) + l_2(1 - e^{-x/l_2})]$

$$l_1 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} - l_E} ; l_2 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} + l_E}$$

l_1, l_2 - константи дифузійно-дрейфового змищення.

1) Якщо $E \approx 0 \Rightarrow l_E = \mu E \tau = 0$.

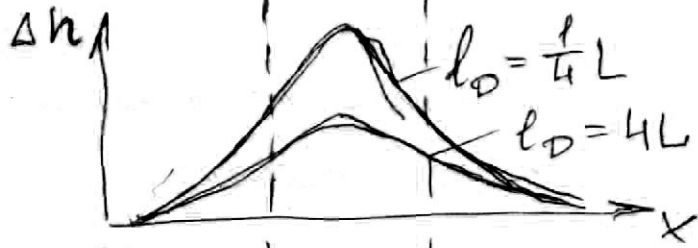
$$\Rightarrow l_1 = l_2 = l_D = \sqrt{D\tau}$$

2) $E \uparrow \quad l_E \gg l_D \quad \sqrt{(1+x)^{1/2}} \approx 1 + \frac{x}{2}$

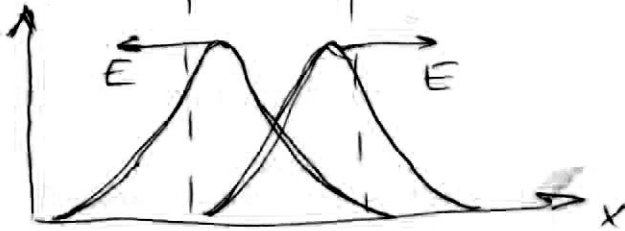
$$l_1 = \frac{2l_D^2}{l_E} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{l_D^2}{l_E^2}} - 1} = \frac{2l_D^2}{l_E} \cdot \frac{1}{1 + \frac{l_D^2}{l_E^2} \cdot \frac{4}{2} - 1} = \frac{2l_D^2}{l_E} \cdot \frac{l_E^2}{2l_D^2} = l_E (\mu E)$$

$$l_2 \approx \frac{2l_D^2}{2l_E} = \frac{D\tau}{\mu E} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{E} \quad [0.1]$$

В результате :



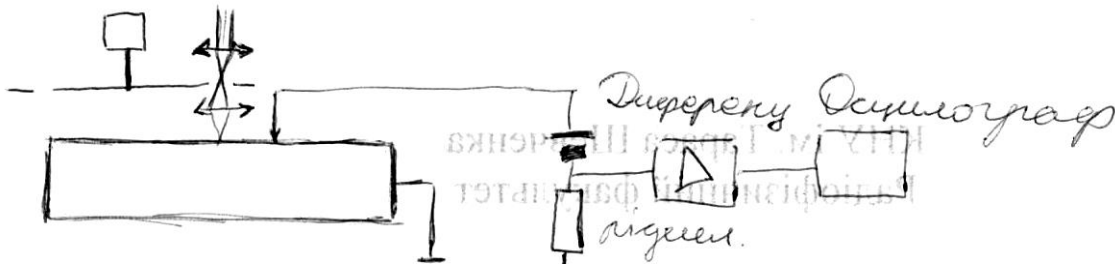
$$E = 0$$



$$E \neq 0$$

51. Експериментальне дослідження довжини дифузійного зміщення, часу життя та рухливості неосновних носіїв заряду.

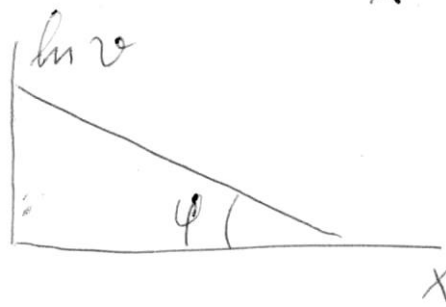
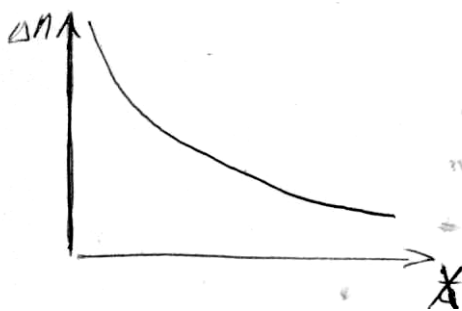
1) Беруть довгий зразок н/п, підключають його за наступною схемою



Відстань між зондом і лазером встановлюють у межах 100-400 мкм. Діаметр променя біля 10 мкм

Через механічний подулятор проводять освітлення. Концентрація

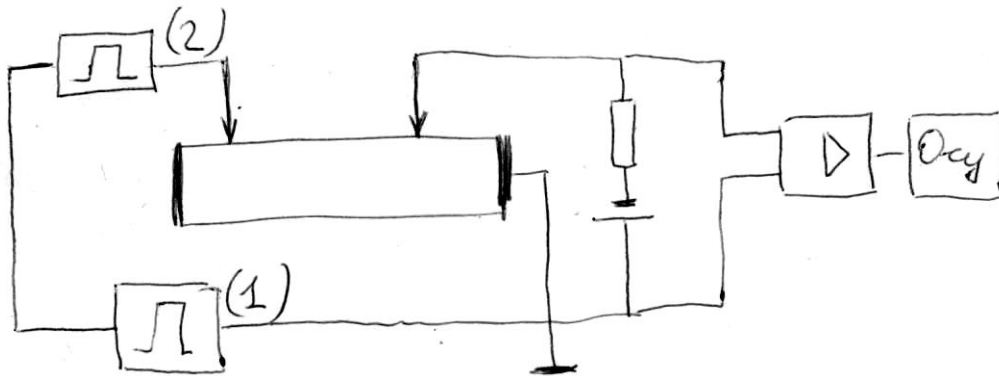
$$\Delta n = \Delta n_{\text{освітлення}} \text{EXP}[-X / L_D]$$



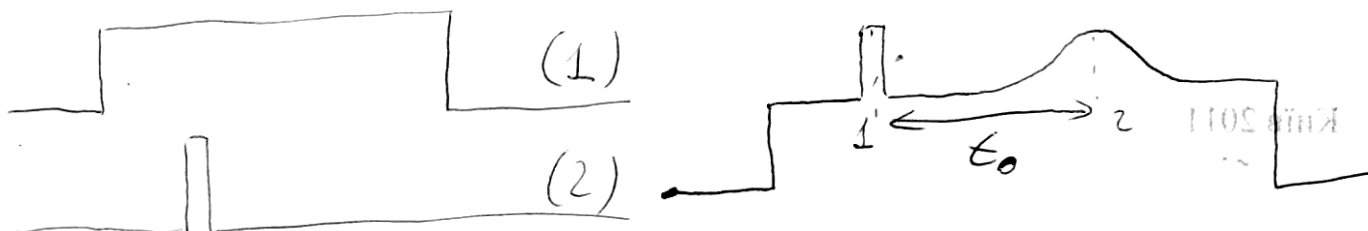
$$v \approx \Delta n = \text{const} * \text{EXP}[-X / L_D]$$

Будують $\ln(v) = -X / L_D$, з тангенсу нахилу знаходять $\text{tg}(\phi) = 1 / L_D$, $L_D = \sqrt{D\tau} \Rightarrow \tau$

2) довгий н/п, (1) та (2) – генератори прямокутних імпульсів



Імпульси від генераторів подаються за наступною схемою, отримують відгук (зправа)



Визначають час t_0 між імпульсом і відгуком. Знаючи значення поля та відстань між електродами знаходять

$$\mu = L / t_0 E$$

Відбувається розмазування імпульсу з 2-х причин:

- 1) Н/п береться у вигляді послідовних опорів. Нерівноважні заряди йдуть по ним. При проходженні центру пакету напруга втрачається менша, ніж при проходженні периферійних ділянок.
- 2) обмін з центрами рекомбінацій

52. Амбіполярна дифузія та амбіполярний дрейф. Амбіполярна дрейфова та дифузійна рухливості.

Допустим, что в таком однородном полупроводнике существует неоднородное вдоль оси x распределение неравновесных носителей заряда $n(x) = n_0 + \Delta n(x)$ и $p(x) = p_0 + \Delta p(x)$, вызванное, например, локальным освещением образца. Будем считать, что уровень возбуждения низкий, так что $\Delta n = \Delta p \ll (n_0 + p_0)$. Благодаря наличию внешнего электрического поля и градиента концентраций носителей заряда возникнут диффузионные и дрейфовые токи электронов и дырок, которые будут описываться (8.21) и (8.22), и плотность тока будет равна

$$J = J_n + J_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E} + e\left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right). \quad (8.64)$$

В изолированном полупроводнике в стационарном состоянии полный ток равен нулю ($J = 0$). При этом в каждой точке образца диффузионные токи уравниваются дрейфовыми токами, обусловленными статическим электрическим полем напряженностью $\mathcal{E}_{ст}$, которую найдем из (8.64), если положить $J = 0$:

$$\mathcal{E}_{ст} = \frac{D_p \frac{dp}{dx} - D_n \frac{dn}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p} = \frac{D_p \frac{dp}{dx} - D_n \frac{dn}{dx}}{(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p}. \quad (8.65)$$

концентрации электронов n_0 и дырок p_0 . Если удельная электрическая проводимость полупроводника достаточно велика и концентрации избыточных носителей заряда Δn и Δp значительно меньше концентрации равновесных носителей заряда, т. е. $\Delta n \ll n_0$ и $\Delta p \ll p_0$, то в первом приближении можно считать, что статическое электрическое поле отсутствует и имеет место условие электронейтральности, которое обеспечивается тем, что в каждой точке полупроводника $\Delta n = \Delta p$. Это значит, что диффундирующие носители заряда увлекают с собой в процессе диффузии и носители заряда противоположного знака в равном количестве. В этом случае процесс диффузии избыточных электронов и дырок происходит свободно; как диффузия избыточных нейтральных пар электрон—дырка, характеризующихся одним временем жизни τ .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau}; \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau}; \\ J_n &= \sigma_n \mathcal{E} + eD_n \frac{d\Delta n}{dx}; \\ J_p &= \sigma_p \mathcal{E} - eD_p \frac{d\Delta p}{dx}, \end{aligned} \right\}$$

где $\sigma_n = en\mu_n$ и $\sigma_p = ep\mu_p$ — электронная и дырочная составляющие удельной проводимости.

Под воздействием внешнего электрического поля пары электрон—дырка будут дрейфовать с постоянной скоростью. При этом совместная диффузия и дрейф электронов и дырок при условии электронейтральности образца будут характеризоваться эффективной дрейфовой подвижностью $\mu_{\mathcal{E}}$ и эффективным коэффициентом диффузии D , одинаковым для электронов и дырок. Величины $\mu_{\mathcal{E}}$ и D называют также амбиполярной дрейфовой подвижностью и коэффициентом амбиполярной диффузии.

Для того чтобы определить $\mu_{\mathcal{E}}$ и D , запишем уравнения непрерывности (8.66), подставив в них значения J_n и J_p из (8.67):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau}; \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (8.68)$$

Умножим (8.68) соответственно на σ_p и σ_n и сложим оба уравнения. В результате, учитывая, что $\Delta n = \Delta p$, и используя соотношение Эйнштейна, получаем:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \mathcal{E} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (8.69)$$

Для стационарного случая, когда $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$, (8.69) запишется в виде

$$\frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \mathcal{E} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0. \quad (8.70)$$

Учитывая, что при $n \approx n_0$, $p \approx p_0$, а это справедливо, когда $\Delta n \ll n_0$ и $\Delta p \ll p_0$, и используя соотношение Эйнштейна для электронов и дырок ($\mu_n/D_n = \mu_p/D_p = e/kT$), коэффициент амбиполярной диффузии можно записать в виде

$$D = \frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} = \frac{kT}{e} \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \quad (8.71)$$

а амбиполярную дрейфовую подвижность в виде

$$\mu_{\mathcal{E}} = \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{p_0 - n_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}. \quad (8.72)$$

$$D = \frac{kT}{e} \mu_D.$$

и называемая амбипольной диффузионной подвижностью.

Из (8.72) следует, что $\mu_{\mathcal{E}}$ может изменять знак в зависимости от соотношения n_0 и p_0 . Это определяется тем, что во внешнем электрическом поле $\mu_{\mathcal{E}}$ характеризует скорость дрейфа квазинейтрального облака неравновесных носителей заряда, которое движется в направлении движения неосновных носителей. В электронном полупроводнике $\mu_{\mathcal{E}} > 0$ и облако движется в направлении движения дырок, а в p -материале облако движется в противоположном направлении — в направлении движения электронов.

53. Фото-ЕРС Дембера для моно- та біполярної провідності.

Рассмотрим полупроводник прямоугольной формы, одна из граней которого освещается сильно поглощаемым светом. Для определенности возьмем полупроводник n -типа. Для простоты расчетов мы будем также предполагать, что а) концентрация ловушек мала ($\delta n = \delta p$) и б) освещение не очень сильное, так что электропроводность σ при освещении в любой точке мало отличается от темновой электропроводности σ_0 . Тогда формула (1.2) дает

Полная фотоэдс в кольце, согласно общему определению эдс, равна

$$V_0 = \oint \mathcal{E}^* dx = \oint \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_p p + \mu_n n} dx, \quad (1.2)$$

$$V_0 = \frac{e}{\sigma_0} (D_n - D_p) \int_0^d dp = \frac{e}{\sigma_0} (D_n - D_p) [\delta p(d) - \delta p(0)], \quad (2.1)$$

где d — толщина образца, а $\delta p(0)$ и $\delta p(d)$ — концентрации фотоносителей у освещенной и, соответственно, у задней поверхности. Здесь, очевидно, достаточно интегрировать только по толщине пластинки, так как в остальной части цепи $\mathcal{E}^* = 0$.

Если d хотя бы из превышает длину диффузии L , то $\delta p(d) \ll \delta p(0)$. $\mu_D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n} L \frac{g_s}{D(1+S)}}$ онцентрацию для «толстой» пластинки мы уже вы (§ X.6):

$$V_0 = - \frac{e}{\sigma_0} \frac{D_n - D_p}{D_p} L \frac{g_s}{1+S}. \quad (2.3)$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии, а остальные обозначения имеют прежний смысл. Поэтому окончательно получаем

На рис. 11.2 показаны знаки заряда граней для случая $D_n > D_p$, направления поля амбиполярной диффузии \mathcal{E} и сторонней силы \mathcal{E}^* . Электроны, диффундирующие быстрее, заряжают нижнюю поверхность отрицательно, а на освещенной грани появляется положительный заряд. Рассмотренная фотоэдс, возникающая вследствие различия коэффициентов диффузии электронов и дырок, получила название эдс Дембера.

$J = J_n + J_p = \sigma_n E + eD \frac{dn}{dx} + \sigma_p E - eD \frac{dp}{dx}$
 $\sigma_{n,p} = e n \mu_n$ або $e p \mu_p$
 $J = e n \mu_n E + e p \mu_p E - kT \mu_p \frac{dp}{dx} + kT \mu_n \frac{dn}{dx} = 0$ *мо дрейф іх повільний*
Ця струм не проходить за межі n/p
 $E = kT \frac{(\mu_p \frac{dp}{dx} - \mu_n \frac{dn}{dx})}{e(n\mu_n + p\mu_p)}$

1) Монопол. генерація: $p=0, E = -\frac{kT}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$
 $V = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dn}{n} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$

2) Біполярна генерація

$\sigma_{темн} = e(\mu_n n + \mu_p p), \Delta \sigma = e(\mu_n + \mu_p) \Delta n$ — фото
 $n = n_0 + \Delta n \Rightarrow \frac{dn}{dx} = \frac{d\Delta n}{dx}; \sigma = \sigma_{темн} + \Delta \sigma$
 $\Delta n = \Delta p; E = kT \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{(\mu_p - \mu_n)}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \frac{dn}{dx} =$
 $= \frac{kT}{e} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_n + \mu_p} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}$
 $V = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_n + \mu_p} \ln \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$

54. Фотоманітний ефект (біполярний випадок). Чим визначаються струм та фото-ЕРС? нитный эффект.

Физическая причина фотоэлектромагнитного эффекта (ФЭМ) заключается в отклонении потоков диффузии фотоэлектронов и дырок в магнитном поле (Я. И. Френкель). Полупроводник везде в дальнейшем будем считать изотропным. Направим ось X прямоугольной системы координат вдоль освещаемой поверхности, ось Y — перпендикулярно этой поверхности, а ось Z — по направлению \mathcal{B} (рис. 11.15). Если бы магнитного поля не было, то потоки дырок и фотоэлектронов были бы направлены перпендикулярно к освещаемой поверхности, т. е. вдоль оси Y , оба в одну и ту же сторону, а создаваемые ими токи j_p и j_n были бы противоположны. При включении магнитного поля, вследствие действия силы Лоренца, поток дырок отклоняется на угол Холла φ_p , а поток электронов — в противоположном направлении на угол Холла φ_n , где

$$\operatorname{tg} \varphi_p = \frac{1}{c} \mu_{pH} \mathcal{B}, \quad \operatorname{tg} \varphi_n = -\frac{1}{c} \mu_{nH} \mathcal{B} \quad (7.1)$$

(ср. § 1.3). Поэтому возникают составляющие плотности тока j_{px} и j_{nx} , параллельные освещаемой поверхности и направленные в одну и ту же сторону. Если пластинка не замкнута, то левый ее торец будет заряжаться положительно, а правый — отрицательно, в пластинке появится составляющая электрического поля \mathcal{E}_x , а между торцами возникнет разность потенциалов.

Таким образом, ФЭМ эффект имеет то же происхождение, что и эффект Холла. Однако между ними имеется и различие. В случае эффекта Холла направления токов, создаваемых электронами и дырками, одинаковы, а направления потоков — противоположны. Вследствие этого магнитное поле отклоняет оба эти потока в одну и ту же сторону, и поэтому эффект Холла есть разностный эффект. При этом, как мы видели (§ 1.4), результирующие угол Холла и постоянная Холла при смешанной проводимости могут даже обращаться в нуль. В случае же ФЭМ эффекта направления потоков дырок и электронов одинаковы, магнитное поле отклоняет их в разные стороны, и поэтому мы наблюдаем суммарный эффект обоих отклонений.

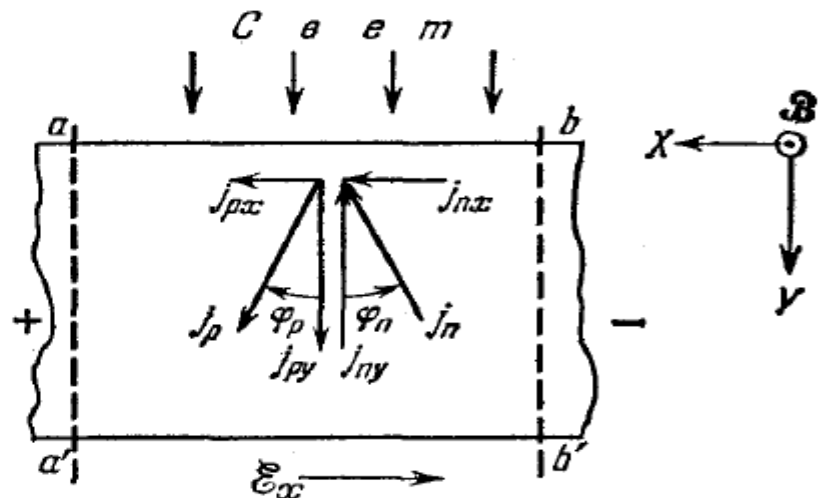


Рис. 11.15. Электронные и дырочные токи при ФЭМ эффекте. Магнитная индукция направлена от чертежа к читателю.

Обратимся теперь к распределению токов. Для бесконечно длинной пластинки полный ток в направлении Y в любой точке равен нулю:

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = 0. \quad (7.2)$$

Если торцы пластинки замкнуты накоротко, то $\mathcal{E}_x = 0$ и, соответственно, тока дрейфа нет. Поэтому плотность тока определяется только диффузией в магнитном поле и равна

$$j_x^{k3}(y) = j_{px}(y) + j_{nx}(y). \quad (7.3)$$

При разомкнутых торцах добавляется еще ток дрейфа и плотность тока равна

$$j_x(y) = \sigma \mathcal{E}_x + j_x^{k3}(y), \quad (7.4)$$

где σ — удельная электропроводность. При этом направления токов дрейфа и диффузии противоположны (ср. рис. 11.15). Так как \mathcal{E}_x не зависит от y , а j_x^{k3} затухает при увеличении y , то вблизи освещенной поверхности преобладает ток диффузии, а в глубине пластинки остается только один ток дрейфа и направление тока становится противоположным. Вследствие этого в пластинке возникают замкнутые линии тока. Для случая разомкнутой пластинки конечной длины они показаны на рис. 11.17. При этом пластинка приобретает определенный магнитный момент, который можно обнаружить экспериментально.

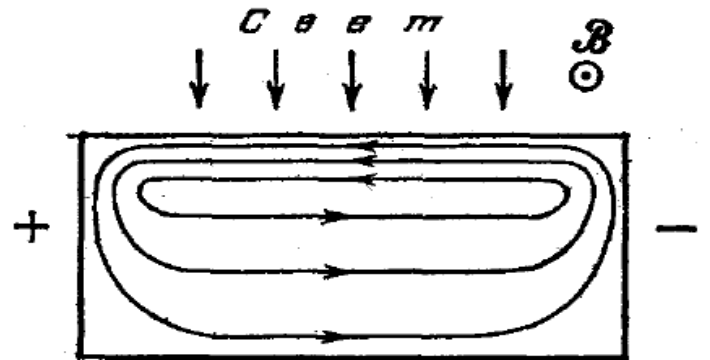


Рис. 11.17. Линии тока при ФЭМ эффекте в разомкнутом образце без элект-

$$j_{ny} = \tan \theta_n \cdot j_{nx} ; j_{py} = \tan \theta_p \cdot j_{px} ; j = j_{ny} + j_{py} = \alpha \mu_p B j_{px} - \alpha \mu_n B j_{nx} =$$

$$= \alpha B (\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}) = \parallel j_{px} = j_{nx} - \text{сигнуми дивергенция} \parallel =$$

$$= -eD \frac{d(\Delta n)}{dx} = -\alpha B e D (\mu_p + \mu_n) \frac{d(\Delta p)}{dx} = -eD \frac{d(\Delta n)}{dx}$$

$$I = \int_0^b j_y dx = \alpha B e D (\mu_p + \mu_n) (\Delta p(0) - \Delta p(l))$$

$$j = V_{\text{ФЭМ}} \cdot \sigma ; \sigma = \frac{b \cdot l \cdot \sigma_0}{a} + \frac{b}{a} \int_0^l \Delta p dx =$$

$$= \frac{b l \sigma_0}{a} + \frac{b}{a} (\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta p dx$$

$$V_{\text{ФЭМ}} = \frac{e \alpha a D B (\mu_n + \mu_p) (\Delta p(0) - \Delta p(l))}{l \sigma_0 + e (\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta p dx}$$

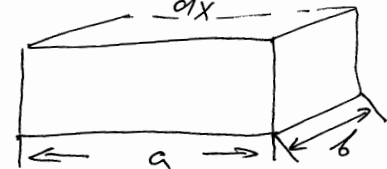
Пусть $\Delta p \gg \Delta n$, $\Delta p = \Delta p_0 e^{-x/L}$, $l \gg L$

Коси переходеть го тинной стороны

$$\int_0^l \Delta p dx = \Delta p(0) \int_0^l e^{-x/L} dx = \Delta p(0) \frac{1}{L}$$

$$V_{\text{ФЭМ}} = \frac{e a \alpha D B (\mu_n + \mu_p) \Delta p(0)}{l \sigma_0 + e (\mu_n + \mu_p) \Delta p(0) L}$$

Пусть $\Delta p \gg n_0$, $V_{\text{ФЭМ}} = \alpha a D B \frac{1}{L}$



55. Фото-ЕРС при освiтленi р-п переходу. Вентильний та фотодiодний режими.

Наиболее важным типом фотоэдс является так называемая *вентильная фотоэдс*. Она возникает в том случае, когда свет генерирует носители заряда вблизи потенциального барьера, т. е. при освещении контактов металл — полупроводник и *p-n*-переходов.

Следует различать две принципиально отличные схемы включения фотоэлемента с *p-n*-переходом. В первой из них фотоэлемент непосредственно замкнут на внешнюю нагрузку (рис. 11.5, а) и

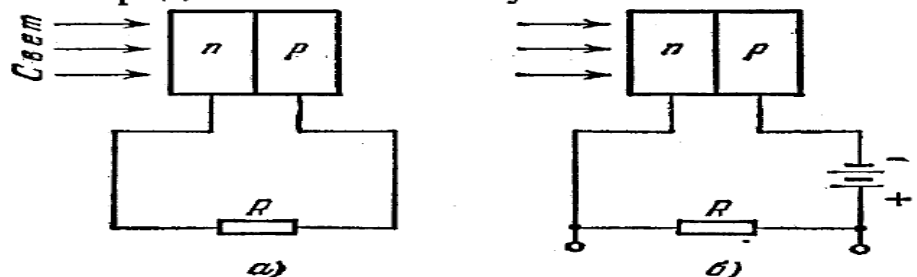


Рис. 11.5. Схемы включения фотоэлемента (а) и фотодиода (б).

является преобразователем световой энергии в электрическую. Такую схему включения мы будем называть «схемой фотоэлемента». Другая схема (рис. 11.5, б) содержит во внешней цепи еще источник тока, включенный так, чтобы на *p-n*-переходе было напряжение запорного знака. Это напряжение выбирают по возможности большим, но, конечно, меньше пробойного напряжения *p-n*-перехода. Такая схема получила название «схемы фотодиода». При этой схеме включения существующий в цепи ток (который в темноте есть ток насыщения *p-n*-перехода и в хороших диодах очень мал) сильно изменяется при освещении и, соответственно, изменяется и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении *R*. При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина электрического сигнала может быть сделана намного большей, чем в схеме фотоэлемента, и поэтому фотодиоды широко применяются для регистрации и измерения световых сигналов. В даль-

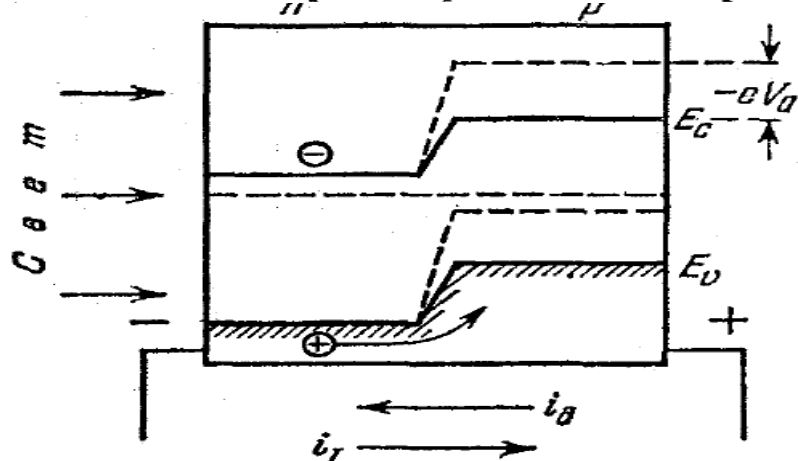


Рис. 11.6. Происхождение вентильной фотоэдс. Пунктиром показаны края энергетических зон в темноте.

ко применяемых на искусственных спутниках Земли и космических кораблях.

Физическая причина возникновения вентильной фотоэдс заключается в том, что потенциальный барьер *p-n*-перехода разделяет потоки фотодырок и фотоэлектронов. Положим, что сильно поглощаемое излучение падает на одну из граней кристалла, параллельную плоскости *p-n*-перехода (рис. 11.6). Для определенности будем считать, что освещается *n*-об-

ласть, и будем считать сначала, что фотоэлемент разомкнут. Фотоэлектроны и фотодырки будут диффундировать в глубь кристалла, и некоторая их доля, не успевшая рекомбинировать (на поверхности и в объеме), достигнет $p-n$ -перехода. Однако для основных носителей — электронов — в $p-n$ -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому практически все они не пройдут в p -область. Напротив, для неосновных носителей — дырок — потенциального барьера нет и все достигшие перехода дырки будут затягиваться полем перехода в глубь кристалла, создавая ток i_I . Если g_s — темп поверхностной генерации пар, а β — доля фотодырок, дошедших до перехода без рекомбинации, то

$$i_I = eg_s \beta S, \quad (4.1)$$

где S — освещаемая площадь. Вследствие появления «светового тока» i_I p -область будет заряжаться положительно, а n -область — отрицательно, и между электродами элемента появится разность потенциалов. Поэтому в фотоэлементе, который представляет собой обычный диод с $p-n$ -переходом, возникнет еще дополнительный ток i_d , обусловленный инжекцией дырок в n -область и электронов в p -область и направленный противоположно току i_I . Для «идеального» диода (нет рекомбинации в самом $p-n$ -переходе, токи утечки малы, падением напряжения в толще кристалла можно пренебречь) этот ток дается формулой (VIII.1.4). В результате между разомкнутыми электродами фотоэлемента установится такое напряжение V_0 , при котором полный ток $i = i_I - i_d = 0$.

Если электроды фотоэлемента замкнуты на внешнюю нагрузку, то напряжение между ними u будет меньше V_0 и токи i_I и i_d уже не будут компенсировать друг друга. Поэтому в цепи возникнет ток

$$i = i_I - i_d = i_I - i_s (e^{\alpha u} - 1), \quad (4.2)$$

где $\alpha = e/kT$, а i_s есть ток насыщения. Соотношение (4.2) является основным в теории вентильных фотоэлементов.

Зависимость i от u для идеального вентильного фотоэлемента показана на рис. 11.7. Кривая 1 дает зависимость темнового тока от напряжения и представляет собой обычную вольтамперную характеристику тонкого $p-n$ -перехода. При освещении все точки этой кривой сдвигаются вверх на одну и ту же величину i_I (кривая 2). Вследствие этого при $i = 0$ (разомкнутая цепь) напряжение на фотоэлементе не равно нулю, а значит, в нем развивается некоторая эдс V_0 . Аналогично, при $u = 0$ (короткое замыкание) в цепи существует ток короткого замыкания.

Полагая в формуле (4.2) $i = 0$ (разомкнутая цепь), находим, что эдс элемента равна

$$i_I = i_d + i \quad V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{i_I}{i_s} \right). \quad (4.3)$$

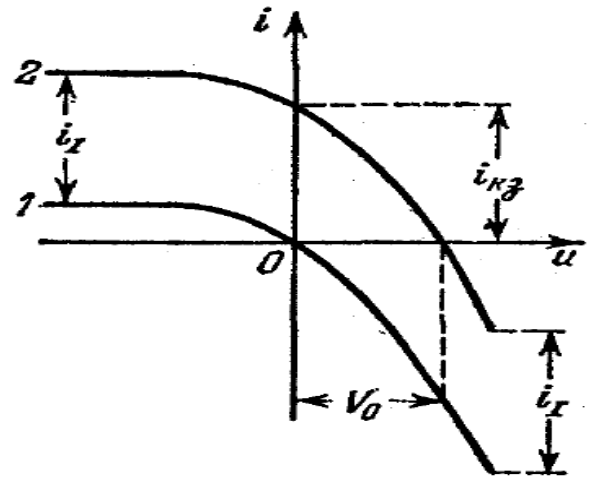


Рис. 11.7. Вольтамперная характеристика идеального фотоэлемента в темноте (1) и при освещении (2).

С увеличением освещенности (увеличением i_l) эдс увеличивается, однако не пропорционально i_l , а по логарифмическому закону. Конечно, это увеличение происходит не беспредельно, так как при возрастании освещенности уменьшается высота потенциального барьера в p — n -переходе, и, когда барьер становится порядка kT , увеличение эдс прекращается. Отсюда следует, что эдс не может превышать контактную разность потенциалов между p - и n -областями. Для наиболее выгодного случая, когда (без освещения) уровень Ферми расположен вблизи краев энергетических зон, $V_{0\max} \simeq E_g/e$. Это дает, например, для германия при комнатной температуре $V_{0\max} \simeq 0,6$ В, а для кремния $V_{0\max} \simeq 1$ В.

1. Оптичний діапазон електромагнітних хвиль. Співвідношення між частотою, довжиною хвилі, температурою та частотою.....	1
2. Розв'язок рівняння для розповсюдження електромагнітних хвиль для ізотропного середовища. Комплексний показник заломлення. Зв'язок з діелектричною сталою та провідністю.....	2
3. Класична теорія Лоренца дисперсії в діелектриках та напівпровідниках. Рівняння для руху електрона. Властивості класичного осцилятора.....	3
4. Співвідношення Крамерса-Кроніга. Смуга залишкових променів.....	4-6
5. Поглинання вільними носіями. Формула Друде.	7
6. Залежність коефіцієнта відбивання від довжини хвилі для плазмове відбивання. Плазмове частота. Практичне застосування плазмове резонансу.....	8
7. Ефект Франца-Келдиша. Назвіть методи дослідження цього ефекту.....	9
8. Поясніть основи методу електровідбивання. Методи модуляційної спектроскопії.....	10-12
9. Поясніть ефект подвійного променезаломлення для івісного кристалу.....	13-14
10. Поясніть електрооптичні ефекти Керра та Покельса. Для створення яких приладів використовуються ці ефекти?.....	15-17
11. Циклотронний резонанс. Як експериментально досліджувати цей ефект і які параметри напівпровідника при цьому можна отримати?.....	18
12. Вплив магнітного поля на зонну структуру н/п. Рівні Ландау.....	19
13. Магніто- адсорбційний та магніто- осциляційний ефекти.....	19
14. Пояснити ефект Зеємана для класичного та квантового випадку.	20-21
15. Пояснити ефект Фарадея та Фойгта.	22-23
16. Оптична та термічна енергія активації. Принцип Франка-Кондона.....	24
17. Спектральна залежність коефіцієнту поглинання у прямозонних напівпровідниках для випадку дозволених прямих та заборонених прямих переходів.....	25
18. Спектр поглинання для непрямих переходів між непрямими долинами.....	26
19. Розглянути вплив тиску та температури на край власного поглинання напівпровідника.	27-28
20. Пояснити ефект Бурштейна-Моса для поглинання. Яка спостерігається відмінність між розрахунком та експериментом?.....	29-33
21. Пояснити фізичну природу поглинання на краю зони при $\hbar(\nu) < E_g$ (переходи між хвостами зон). Вивести правило Урбаха.	34-35
22. Екситони Ваньє-Мота та Френкеля. Які умови спостереження екситонів? Типи екситонних комплексів, їх енергетичний спектр.	36-38
23. Екситонне поглинання.....	36-38
24. Домішкове поглинання. Властивості поглинання для донорно-акцепторних пар.	39-40
25. Фононне поглинання.....	41-42
26. Внутризонні переходи для напівпровідників n- та p- типів.....	43
27. Між зонні та міжпідзонні переходи в квантових ямах.....	44-45
28. Рівноважні та нерівноважні носії заряду. Час життя нерівноважних носіїв заряду.....	46-51
29. Механізми рекомбінації.....	52

30. Дати означення : а) темп генерації та темп рекомбінації, б) квазірівні Фермі, в) переріз захоплення та коефіцієнт захоплення, д) центри рекомбінації та центри прилипання.....	53
31. Міжзонна рекомбінація. Випадок бімолекулярної та лінійної рекомбінації. Формула для бімолекулярної рекомбінації при великих та низьких рівнях збудження.....	54-61
32. Модель Шоклі –Ріда для монополярного збудження.....	58
33. Формула Шоклі -Ріда при бімолекулярному збудженні.....	58
34. Вплив рівня освітлення та температури на рекомбінацію Шоклі -Ріда. ...	62
35. Аналіз формули Шоклі -Ріда: Вплив глибини домішок та легування на час життя.	63-65
36. Які бувають типи рівнів захоплення? Модель Лекса.	66-70
37. Довести співвідношення ван Русбрека-Шоклі.....	71-73
38. Випромінювальна та безвипромінювальна рекомбінація. Стоксовський зсув. Взаємозв'язок між вірогідністю та квантовим виходом випромінювання...	74-76
39. Фундаментальні переходи з випромінювання: екситонні, зона-зона. Ефект самопоглинання.....	77-81
40. Фотолюмінесценція зона-зона при взаємодії з носієм, зона- домішковий рівень, донорно-акцепторні пари.....	82-85
41. Види безвипромінювальної рекомбінації (Оже, поверхнева). Температурна залежність безвипромінювальної рекомбінації.....	86-90
42. Що таке швидкість поверхневої рекомбінації? Як вона вводиться?.....	91-94
43. Феноменологічний опис фотопровідності напівпровідників. Спектральний відгук. Люкс-амперна характеристика.....	95-98
44. Релаксація нерівноважної фотопровідності. Лінійна та квадратична рекомбінація. Миттєвий час життя.....	99-100
45. Визначення основних феноменологічних параметрів напівпровідника по дослідженню стаціонарної фотопровідності.....	101-103
46. Визначення основних феноменологічних параметрів напівпровідника по дослідженню кінетики фотопровідності.....	104-106
47. Домішкова фотопровідність. Індукована домішкова фотопровідність. Термостимульована провідність.....	107-110
48. Струм дифузії та струм провідності. Розрахунок концентрації заряду при неоднорідній генерації з врахуванням дифузії (монополярний випадок).	111-112
49. Довжина радіусу Дебая екранування та постійна часу Максвелу.....	113-114
50. Дифузія та дрейф неосновних носіїв заряду при неоднорідній генерації з врахуванням дифузії (бімолекулярний випадок).....	115-116
51. Експериментальне дослідження довжини дифузійного зміщення, часу життя та рухливості неосновних носіїв заряду.....	117-118
52. Амбіполярна дифузія та амбіполярний дрейф. Амбіполярна дрейфова та дифузійна рухливості.....	119-121
53. Фото-ЕРС Дембера для моно- та біполярної провідності.....	122
54. Фотомагнітний ефект (біполярний випадок). Чим визначаються струм та фото-ЕРС?.....	123-124
55. Фото-ЕРС при освітленні p-n переходу. Вентильний та фотодіодний режими.....	125-127