

**А. В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ, А. С. ПЕТРОВ,
Г. И. ПОТАХОВА**

**ОПТИКА
ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Томский ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового
Красного Знамени государственный университет имени
В.В. Куйбышева

А.В. Воицеховский, А.С. Петров, Г.И. Потахова

ОПТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ
Учебное пособие

Под редакцией доктора физико-
математических наук А.С. Петрова

Издательство Томского университета

Томск -1967

УДК 537.311.33

Войцеховский А.В., Петров А.С., Потахова Г.И.

Оптика полупроводников: Учебное пособие. - Томск: Изд-во Том .
ун-та, 1987. - 222 с., 40 коп., 600 экз. I704060000.

В учебном пособии рассмотрены основные закономерности поглощения электромагнитного излучения в полупроводниках. Дается детальное описание различных видов поглощения (собственное, экситонное, примесное, свободными носителями заряда и атомами кристаллической решетки) и иллюстрируются возможности оптических методов для определения фундаментальных параметров полупроводников. Значительное внимание уделяется вопросам поглощения ионизирующих излучений, излучательным процессам в полупроводниках и физическим явлениям в световых приборах.

Пособие написано на основе курсов лекций, прочитанных авторами в течение 1975 - 1985 гг. в Томском университете.

Для студентов радиофизических и физических факультетов, специализирующихся по физике полупроводников, оптической и квантовой электронике.

Рецензент - доктор физико-математических наук
Н.С. Несмелов

В I704060000 45 - 87
I77(012)-87

© Издательство Томского университета, 1987

ВВЕДЕНИЕ

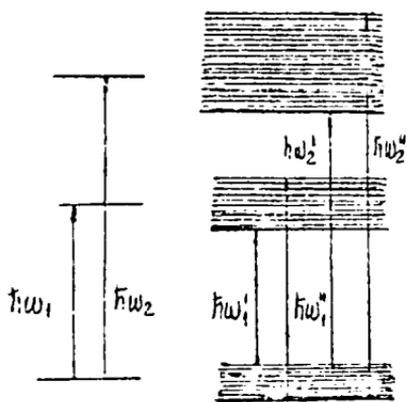
Оптика – раздел физики, изучающий закономерности световых явлений (преломление, отражение, поглощение и рассеяние), возникающих при взаимодействии излучения с веществом. Особое значение оптики заключается в том, что при взаимодействии излучения и вещества появляется возможность более глубокого проникновения в детали физической природы этих двух форм материи. В широком смысле слова оптика – наука о взаимодействии с веществом электромагнитного излучения любых частот, в более узком – излучения оптического диапазона, включающего в себя поддиапазоны ультрафиолетовых (0,01–0,4 мкм), видимых (0,4–0,7 мкм) и инфракрасных (0,7– $2 \cdot 10^3$ мкм) лучей.

Основное внимание в данном учебном пособии уделяется взаимодействию с полупроводниками излучения оптического диапазона. В то же время проведено рассмотрение процессов поглощения ионизирующей радиации полупроводниками, используемых на практике в лазерах с накачкой электронным пучком и т.п.

Оптические исследования, начатые с изучения спектров поглощения (и излучения) изолированных атомов, были чрезвычайно плодотворными. Спектры поглощения и излучения изолированных атомов и ионов состоят из очень резких линий, длина волны поглощаемого света по ним может быть определена с очень высокой точностью. Следовательно, с такой же точностью определяется энергетический спектр изучаемых объектов (атомов, ионов). Резерфорд отмечал, что спектры – это язык атомов. Большое количество точных спектроскопических данных для ионов и атомов, накопленных в течение прошлого и начале настоящего столетий, послужили основой для начального развития и последующего усовершенствования квантовой теории и атомной физики.

Молекулярные спектры менее резкие, чем атомные, однако положения спектральных линий в них были определены с достаточной точностью и могут быть использованы для проверки квантово-механических расчетов электронной структуры молекул.

Успешное использование оптических спектров изолированных атомов и молекул для изучения их электронной структуры стимулировало изучение оптических спектров твердых тел. Уточнение представлений об электронной структуре твердых тел представляет особый интерес, так как несет информацию о взаимодействии большого числа частиц. Однако первые же экспериментальные исследования спектров поглощения твердых тел обнаружили значительное отличие их от спектров изолированных атомов: спектры состояли из широких размытых полос, целых спектральных областей поглощения, что делало их неинтересными с точки зрения использования для точных расчетов электронной структуры. Исходя из представлений зонной теории твердого тела, подобное изменение спектров поглощения при переходе от изолированных атомов к



а Рис. 1. б

Энергетический спектр электронов в изолированном атоме (а) и твёрдом теле (б)

твёрдым телам понятно и легко объяснимо. Действительно, если вместо дискретного энергетического спектра электронов в изолированном атоме (рис. 1, а) в твердом теле, построенном из N -атомов, энергетический спектр представляется чередованием зон разрешенных и запрещенных энергий (рис. 1, б), то и поглощаться будут кванты света не одной частоты (например, $\hbar\omega_1$ или $\hbar\omega_2'$), но целого набора частот (например, $\hbar\omega_1' - \hbar\omega_1''$ или $\hbar\omega_2' - \hbar\omega_2''$). Изменение энергетического спектра электронов в твердых телах по сравнению с изолированными атомом обусловлено вза-

взаимодействием электронов различных атомов друг с другом и атомными ядрами. Чем слабее это взаимодействие, тем меньше "расширение" соответствующего дискретного энергетического уровня при образовании твердого тела, "уже" зоны разрешенных энергий, "уже" области поглощения в спектре поглощения твердого тела и больше сходство спектров поглощения изолированного атома и твердого тела. Как известно, наиболее слабой связью в твердых телах является связь Ван-дер-Ваальса, преобладающая в молекулярных кристаллах. Ранние исследования спектров молекулярных кристаллов, описанные в 1907 году Беккереем, обнаружили сходство их со спектрами поглощения изолированных молекул.

Последующие экспериментальные исследования оптических свойств твердых тел проводились на пленках ионных кристаллов. Большой электронной плотностью твердых тел обусловлено большое поглощение излучения кристаллом в приповерхностном слое. Для изучения спектров поглощения надо было готовить очень тонкие образцы. Ионные кристаллы в силу большой ионной связи в молекуле хорошо испаряются в виде молекул, поэтому в результате сублимации их на прозрачной подложке получали тонкие образцы. В конце 20-х годов были исследованы спектры поглощения сублимированных пленок щелочно-галогидных соединений. В этих спектрах проявились некоторые особенности, подобные особенностям спектров изолированных атомов галогена. Так, наблюдалось расщепление пика поглощения - дублет, проявляющийся и в спектре атома галогена, обусловленный расщеплением спектральных термов вследствие спин-орбитального взаимодействия.

В 30-х годах была создана квантовая теория поглощения света, развиты представления об экситоне слабой и сильной связи.

В начале 50-х годов были рассчитаны формы линий, отвечающих прямым и непрямым переходам, и влияние на них экситонного взаимодействия, однако до середины 50-х годов практиче-

ки не проводилось сопоставления экспериментальных оптических спектров поглощения кристаллов с расчетами их зонной структуры.

В 1954 и 1955 годах появились работы, показывающие, что наименьшие экспериментальные значения коэффициентов поглощения в германии обусловлены непрямыми переходами. Позднее было проведено измерение поглощения в области прямых оптических переходов. Эти оптические исследования подтверждали теоретические расчеты зонной структуры германия. После этих работ подобные сопоставления данных оптических исследований и расчетов зонной структуры были проведены для многих кристаллов структурных типов алмаза и цинковой обманки. И в настоящее время анализ формы края собственного поглощения новых синтезированных полупроводниковых кристаллов широко применяется для определения параметров зонной структуры этих кристаллов и сопоставления с теоретическими расчетами зонной структуры.

Однако методы исследования поглощения давали информацию лишь о состояниях вблизи абсолютных экстремумов, ввиду этого использовался для расчетов лишь небольшой участок спектра — край поглощения, за которым вследствие очень большого поглощения обнаружить небольшие особенности на фоне большого поглощения было невозможно. В данном спектральном интервале целесообразнее измерять отражение света от поверхности исследуемого образца. Методы измерения интенсивности отраженного поляризованного излучения при нормальном (и наклонном) падении оказались весьма информативными. Эти исследования давали возможность для проверки теоретических расчетов зонной структуры полупроводников, рассматривающих особенности зонной структуры вдали от абсолютных экстремумов. В результате этих работ удалось объяснить ряд особенностей в спектрах отражения, проявляющихся в рассматриваемой спектральной области, однако возможности данных методов ограничены, так как спектры содержат размытые полосы, налагающиеся на бесструктурный фон.

Новые возможности для изучения оптических спектров в рассматриваемой спектральной области появились после опубликования

в 1965 году работы по изучению отражения света от поверхности германия в изменяющемся электрическом поле. Этой работой был открыт новый метод исследования оптических свойств твердых тел, названный модуляционной спектроскопией. В различных вариантах этого метода измеряется не просто спектр пропускания (или отражения), а производная пропускания (или отражения) по любому изменяющемуся параметру (температура, давление, электрическое поле), влияющему на зонную структуру полупроводника. Теоретически показано, что наличие критических точек в зонной структуре - особенностей Ван-Хова - приводит к резким особенностям в частотных зависимостях производной пропускания (или отражения) по некоторому параметру. Положение этих особенностей позволяет определить энергетический зазор, отвечающий данной критической точке в зонной структуре. Все параметры (температура, давление, одноосное и гидростатическое, электрическое, магнитное поле, ...), которые вызывают изменение энергетического спектра электронов кристалла, могут быть использованы для модуляции спектра.

Таким образом, исследование оптических спектров в той спектральной области, где при поглощении кванта света происходит переход электронов между заполненной и свободной зонами, дает информацию о зонной структуре полупроводника.

В случае реальных полупроводников возможно поглощение света, энергия кванта которого меньше расстояния между валентной зоной и зоной проводимости (меньше ширины запрещенной зоны). В данном спектральном интервале возможно поглощение света при взаимодействии с примесными центрами или со свободными носителями, тогда из оптических спектров получаем информацию об энергетическом положении примесных центров, о сечении захвата ими кванта света либо о свободных носителях, определяем концентрацию свободных носителей, эффективные массы, механизмы рассеяния. В ИК-диапазоне возможно взаимодействие света с колеблющимися атомами кристаллической решетки, из оптических спектров которых в данном спектральном интервале могут быть определены характеристические частоты фононного спектра. Твердые тела, как и изолированные атомы, в определенных условиях могут излучать свет. Исследование спектров излучения твердых тел тоже позволяет оп-

ределить важные параметры зонного спектра и примесных центров изучаемых объектов.

Важность исследований оптических свойств твердых тел заключается не только в большой информативности, точности и надежности оптических методов, но и в том, что они способствуют более глубокому пониманию фундаментальных свойств твердых тел, особенно энергетического спектра электронов и электронных процессов, протекающих в твердых телах при различных внешних воздействиях. Оптические явления находят все возрастающее применение в различных областях техники. Поглощение света используется в светофильтрах, высокочувствительных фотоприемниках и преобразователях излучения, в приборах, управляемых светом. Свечение, возбуждаемое электрическим полем, используется в полупроводниковых источниках света и лазерах. Нелинейные оптические эффекты, возникающие при воздействии на кристалл света большой интенсивности, успешно используются для создания модуляторов и преобразователей света, устройств для записи информации. Приборы, в основе которых лежит взаимодействие излучения и электронов твердого тела, принадлежат к широко используемому классу оптоэлектронных приборов. Успехи оптоэлектроники стали возможны именно благодаря широкому исследованию оптических свойств твердых тел.

Г Л А В А I

ОПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ ВЕЩЕСТВА

I. I. Оптические постоянные, их связь между собой и с диэлектрическими постоянными вещества

При распространении электромагнитных волн в различных средах могут изменяться направление, амплитуда, длина волны и их поляризация. Оптические постоянные среды (n , κ , α , R , T) описывают эти изменения и зависят как от свойств среды, так и от длины волны излучения.

I. Комплексный показатель преломления

Электрический вектор плоской электромагнитной волны, распространяющейся в вакууме в направлении оси x , представляется следующим образом:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega(t - \frac{x}{c})). \quad (I.I.1)$$

Здесь E_0 - амплитуда, c - скорость света, ω - круговая частота, t - время.

Если волна входит в среду, являющуюся идеальным диэлектриком ($\kappa = 0$), изменяется скорость и направление распространения волны, а форма волны сохраняется

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega(t - \frac{x}{V})) \quad (I.I.2)$$

где V - скорость распространения волны в среде, равная $V = c/n$. При этом показатель преломления n является действительной величиной.

Однако если среда характеризуется отличной от нуля проводимостью, изменяется форма, и направление распространения волны. В этом случае показатель преломления оказывается комплексной величиной

$$n^* = n - i\kappa \quad (I.I.3)$$

действительная часть комплексного показателя преломления называется показателем преломления и характеризует изменение

направления волны, а мнимая часть называется показателем поглощения или коэффициентом экстинкции.

Подставив в (I.I.2) выражение (I.I.3), легко убедиться в том, что показатель поглощения характеризует изменение с координатной амплитуды электрического вектора электромагнитной волны

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-\omega x/c) \exp(i\omega(t - \frac{x \cdot n}{c})). \quad (I.I.4)$$

2. Линейный коэффициент поглощения

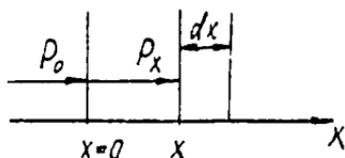


Рис. I.I.I. Схема к формуле (I.I.5)

в точке $x = 0$ (рис. I.I.1) плотность энергии волны P равна P_0 (плотность потока квантов монохроматического излучения), а на расстоянии x она равна P_x . Уменьшение плотности энергии в слое толщиной dx пропорционально

плотности потока квантов и толщине поглощающего слоя

$$-dP_x = \alpha P_x dx. \quad (I.I.5)$$

Коэффициент пропорциональности α называется линейным коэффициентом поглощения. Интегрирование выражения (I.I.5) с учетом граничного условия дает известный закон Бугера-Ламберта

$$P_x = P_0 \exp(-\alpha x), \quad (I.I.6)$$

из которого, как и из (I.I.5), видно, что α характеризует уменьшение энергии волны вследствие поглощения на единице длины (L). Размерность коэффициента поглощения L^{-1} , обычно α измеряется в обратных сантиметрах ($см^{-1}$). Часто используется величина, обратная α , называемая эффективной глубиной проникновения излучения и показывающая расстояние, на котором плотность энергии излучения убывает в e раз. Зависимость $\alpha(\omega)$ или $\alpha(\lambda)$ называют спектром поглощения.

Кроме линейного коэффициента поглощения используют атомный, электронный, массовый коэффициенты поглощения, характеризующие уменьшение энергии излучения в расчете на один атом, электрон или грамм поглощающей среды соответственно.

Легко установить связь линейного коэффициента поглощения с показателем поглощения α . Поскольку плотность энергии волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, то из (I.I.4) и (I.I.6) легко установить, что

$$\alpha = \frac{2\omega\alpha}{c}. \quad (\text{I.I.7})$$

3. Коэффициент отражения

На границе раздела двух сред с различными показателями преломления (n_1, n_2) происходит разделение падающей волны на отраженную и преломленную. Амплитуды падающей ϵ и отраженной ϵ' волны связаны с углом падения ψ и углом преломления ψ' формулами Френеля:

$$\begin{aligned} \epsilon_n' &= \epsilon_n \frac{n_1 \cos \psi - n_2 \cos \psi'}{n_1 \cos \psi + n_2 \cos \psi'} = - \frac{\sin(\psi - \psi')}{\sin(\psi + \psi')}; \\ \epsilon_p' &= \epsilon_p \frac{n_2 \cos \psi - n_1 \cos \psi'}{n_2 \cos \psi + n_1 \cos \psi'} = \frac{\operatorname{tg}(\psi - \psi')}{\operatorname{tg}(\psi + \psi')}. \end{aligned} \quad (\text{I.I.8})$$

В (I.I.8) индекс p соответствует волне, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью ее падения, а индекс n — волне, плоскость поляризации которой перпендикулярна плоскости падения. При этом для получения формул Френеля использовано выражение для закона преломления

$$n_1 \sin \psi = n_2 \sin \psi'.$$

Отношение плотности энергии отраженной волны называется коэффициентом отражения R . Так как плотность энергии волны пропорциональна квадрату амплитуды волны, то

$$R_n = \left| \frac{\epsilon_n'}{\epsilon_n} \right|^2, \quad R_p = \left| \frac{\epsilon_p'}{\epsilon_p} \right|^2.$$

При нормальном падении излучения ($\psi = \psi' = 0$) коэффициент отражения равен

$$R = R_n = R_p = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2}. \quad (\text{I.I.9})$$

Для случая поглощающей среды $n_2 = n + i\alpha$ и $n_1 = 1$ выражение (I.I.9) перепишется в виде

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}.$$

Зависимость коэффициента отражения от длины волны (или частоты) называется спектром отражения: $R(\lambda)$, $R(\omega)$.

4. Коэффициент пропускания

Отношение плотности энергии волны, прошедшей через образец (P), к плотности энергии падающей волны (P_0) называется коэффициентом пропускания или просто пропусканием: $T = P / P_0$. Зависимость $T(\omega)$ или $T(\lambda)$ называется спектром пропускания. Для характеристики поглощательной способности образца вводится величина $A = I - (R + T)$.

5. Взаимосвязь оптических постоянных

Спектры пропускания и отражения могут быть измерены экспериментально. Зная $R(\omega)$ и $T(\omega)$, а также связь их друг с другом и линейным коэффициентом поглощения, можно рассчитать зависимость $\alpha(\omega)$, $n(\omega)$, $\kappa(\omega)$. Следует отметить, что формулы, связывающие оптические постоянные, изменятся в зависимости от условий эксперимента: толщины образца, обработки его поверхности, монохроматичности излучения. Покажем это на ряде примеров.

допустим, что на образец, толщина которого в направлении распространения света d много больше эффективной глубины проникновения света ($d \gg 1/\alpha$), падает почти нормально световая волна с плотностью энергии P_0 . Предполагаем, что отражением света на границах раздела воздух-образец можно пренебречь ($R = 0$). Тогда можно записать выражение для прозрачности в виде

$$T = P/P_0 = \exp(-\alpha d). \quad (I.I.10)$$

Это самая простая формула, связывающая пропускание и линейный коэффициент поглощения.

Однако это лишь частный случай. Если отражением света пренебречь нельзя, то пользоваться формулой (I.I.10) для вычисления спектра $\alpha(\omega)$ недопустимо. При наличии отражения (рис. I.I.2) плотность энергии волны в точке А будет равна $P_0(1 - R)$. За счет поглощения на расстоянии d плотность энергии уменьшится в $\exp(-\alpha d)$ раз и в точке В будет равна $P_0(1 - R)\exp(-\alpha d)$, а

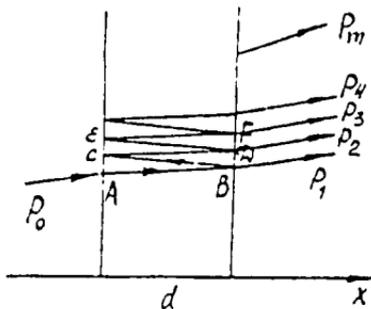


Рис. I.I.2. Схема к выводу (I.I.I2)

многочкратного отражения света внутри образца обратимся к схеме на рис. I.I.2. Обозначим плотности потоков квантов луча у передней и задней грани соответственно через P^I и P^{II} , а P_1, P_2, P_3, \dots - плотности потоков квантов вышедших из образца лучей I, 2, 3, Тогда

$$P_B^I = P_0(1-R), \quad P_B^{II} = P_0(1-R)\exp(-\alpha d);$$

$$P_C^I = P_B^{II}R = P_0(1-R)R \cdot \exp(-\alpha d), \quad P_C^{II} = P_C^I \exp(-\alpha d) = P_0(1-R)R \cdot \exp(-2\alpha d);$$

$$P_D^I = P_C^{II}R = P_0(1-R)R^2 \cdot \exp(-2\alpha d), \quad P_D^{II} = P_D^I \exp(-\alpha d) = P_0(1-R)R^2 \cdot \exp(-3\alpha d);$$

$$P_1 = P_B^{II}(1-R) = P_0(1-R)^2 \exp(-\alpha d), \quad P_2 = P_D^{II}(1-R) = P_0(1-R)^2 R^2 \exp(-5\alpha d).$$

Таким же образом, выражая $P_E^I, P_E^{II}, P_F^I, P_F^{II}$, получим

$$P_3 = P_0(1-R)R^4 \exp(-5\alpha d)$$

и т.д.

Сравнивая величины P_1, P_2, P_3 , видим, что имеем геометрическую прогрессию (a_1, a_2, a_3), знаменателем которой является $q =$

плотность энергии вышедшего из образца света равна $P = P_0(1-R)\exp(-\alpha d)(1-R)$, где последний множитель учитывает отражение света на второй границе раздела сред.

Таким образом, получаем

$$T = \frac{P}{P_0} =$$

$$= (1-R)^2 \exp(-\alpha d). \quad (I.I.II)$$

В формуле (I.I.II) не учтено многократное отражение света внутри образца, которое существенно при $d \ll 1/\alpha$ и может дать вклад в P .

Для вывода формулы с учетом

$= P_0 \exp(-2\alpha d)$. Воспользовавшись формулой суммы m -членов геометрической прогрессии $S = (a_1 - a_m q) / (1 - q)$, получим для плотности потока энергии прошедшего через образец луча следующее выражение:

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_m = \frac{P_0 (1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)} \cdot (1 - R^{2m} \exp(-2\alpha d m)).$$

При больших значениях m величина $R^{2m} \exp(-2\alpha d m) \ll 1$, тогда $P =$

$$= P_0 \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)}, \quad \text{и получаем окончательное выражение}$$

$$T = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)}. \quad (\text{I.I.I2})$$

Из выражения (I.I.I2) при $R = 0$ получаем (I.I.I0), а при $R \neq 0$, но $\alpha d \gg 1$ получаем (I.I.II). Учет интерференции лучей в образце приводит к еще более сложному выражению для спектра пропускания, которое мы рассмотрим в следующем параграфе. При нестрогой монохроматичности излучения для образцов, толщины которых велики по сравнению с длиной волны излучения, интерференцию можно не учитывать и при расчете спектра поглощения пользоваться формулами (I.I.I0)-(I.I.I2).

б. Взаимосвязь оптических и диэлектрических постоянных

Распространение излучения в среде описывается уравнениями Максвелла, которые для среды с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , проводимостью σ имеют вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0; \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{I.I.I3})$$

где ϵ_0 и μ_0 - соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; \vec{E} и \vec{H} - электрический и магнитный векторы электромагнитной волны. Параметры среды ϵ , μ , σ зависят от частоты излучения и в силу анизотропии монокристаллов являются тензорными величинами. Однако при рассмотрении оптических свойств кубических кристаллов при отсутствии внешних полей, кроме слабого поля электромагнитной волны, можно считать ϵ , μ ,

\bar{b} скалярными величинами.

Применяя операцию rot к первому уравнению системы (I.I.I3) и подставляя соотношение для $\text{rot } \bar{H}$, получаем волновое уравнение для электрического (или магнитного) вектора, одним из решений которого и является выражение

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \exp(i\omega(t - x/v)),$$

где v удовлетворяет условию

$$\frac{1}{v^2} = \mu \mu_0 \epsilon \epsilon_0 - i b \mu \mu_0 / \omega.$$

При распространении излучения, где выполняются следующие соотношения: $b = 0$, $\epsilon = I$, $\mu = I$, $v = c$, получаем $\mu_0 \epsilon_0 = I/c^2$. Так как большинство полупроводников являются немагнитными материалами ($\mu = I$), получаем $N^{*2} = \frac{c^2}{v^2} = \epsilon - i \frac{b}{\epsilon_0 \omega} = (n - i\kappa)^2$ или

$$n^2 - \kappa^2 = \epsilon :$$

(I.I.I4)

$$2n\kappa = b/\epsilon_0 \omega.$$

Соотношения (I.I.I4) выражают связь между оптическими и диэлектрическими постоянными вещества. Так как все входящие в (I.I.I4) постоянные являются функциями частоты, то, естественно, сопоставление этих величин следует производить на одной частоте. Диэлектрические и оптические параметры вещества являются равноценными, и измерение одних параметров и вычисление с помощью соотношений (I.I.I4) других определяется имеющимися в распоряжении экспериментатора методиками.

Путем несложных арифметических преобразований из (I.I.I4) можно получить следующие выражения для n и κ :

$$n^2 = (\epsilon/2) \left(\sqrt{1 + (b/\epsilon_0 \epsilon \omega)^2} + 1 \right);$$

$$\kappa^2 = (\epsilon/2) \left(\sqrt{1 + (b/\epsilon \epsilon_0 \omega)^2} - 1 \right). \quad (I.I.I5)$$

Из (I.I.I5) следует, что для идеального диэлектрика ($b = 0$) $\kappa = 0$ и в этом случае $n^2 = \epsilon(\omega)$.

Среда с отличной от нуля проводимостью характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$, действительная часть которой совпадает с относительной диэлектри-

ческой проницаемостью $\epsilon' = \epsilon$, а $\epsilon'' = \sigma/\epsilon_0\omega$.

Таким образом, $n^2 - \kappa^2 = \epsilon'$;

$$2n\kappa = \epsilon''.$$

Следовательно, $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ являются взаимно связанными величинами. ϵ' , характеризующая поляризацию среды, описывает смещение и статическое распределение связанных зарядов; ϵ'' пропорциональна σ и характеризует проводимость. Естественно, что протекание тока (перемещение заряда) зависит от пространственного распределения заряда и наоборот. Математическая связь между $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ установлена Крамерсом и Кронигом с использованием принципов причинности и суперпозиции в виде

$$\begin{aligned}\epsilon'(\omega_0) &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \epsilon''(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega; \\ \epsilon''(\omega_0) &= -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon'(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega\end{aligned}\quad (\text{I.I.I6})$$

Из соотношений Крамерса-Кронига следует, что, зная спектр $\epsilon''(\omega)$, можно вычислить ϵ' на фиксированной частоте ω_0 и наоборот - по известному спектру $\epsilon'(\omega)$ можно рассчитать $\epsilon''(\omega_0)$. Подобные же соотношения связывают и оптические константы n и κ , определяющие комплексный показатель преломления

$$\begin{aligned}n(\omega_0) &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \kappa(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega; \\ \kappa(\omega_0) &= -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{n(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega.\end{aligned}\quad (\text{I.I.I7})$$

Используя связь κ и α и переходя от ω к λ , можно получить

$$n(\lambda_0) = 1 + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{\alpha d\lambda}{1 - (\lambda/\lambda_0)^2}.\quad (\text{I.I.I8})$$

Из выражения (I.I.I8) следует, что на постоянном токе ($\lambda_0 \rightarrow \infty$) длинноволновый показатель преломления n_0 определяется площадью под кривой $\alpha(\lambda)$, независимо от того, в какой спектральной области происходит поглощение

$$n_0 = 1 + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) d\lambda.$$

1.2. Методы экспериментального определения оптических постоянных

Так как оптические постоянные вещества взаимосвязаны, достаточно экспериментально определить любые две из них, остальные могут быть рассчитаны. Наиболее распространенными являются методы измерения спектров отражения и пропускания, которые определяют n , x , α .

Однако в различных спектральных областях предпочтение отдается измерению разных оптических постоянных.

1. Область высокой прозрачности

В той спектральной области, где поглощение мало ($x^2 \ll n^2$), из измерения спектра отражения или пропускания может быть рассчитан показатель преломления. Действительно, для рассматриваемой спектральной области выражение (1.1.9) преобразуется к виду

$$R = (n-1)^2 / (n+1)^2, \quad (1.2.1)$$

а для коэффициента пропускания в соответствии с формулой (1.1.12) при $x \rightarrow 0$ получим

$$T = \frac{(1-R)^2}{1-R^2} = \frac{1-R}{1+R} = \frac{2n}{n^2+1}. \quad (1.2.2)$$

Метод интерференционных полос

Если толщина плоскопараллельной пластинки (пленки) полупроводника сравнима с длиной волны света, то возникает интерференция. При нормальном падении лучей на исследуемую непоглощающую пленку ($x \approx 0$, $\alpha \approx 0$) пропускание выражается формулой

$$T = \frac{(1-R)^2}{1+R^2 - 2R \cos \delta}, \quad (1.2.3)$$

где $\delta = 4\pi n d / \lambda$ (d - толщина пленки, λ - длина волны). Так как рассматривается непоглощающая в данном спектральном интервале пленка, то спектр коэффициента отражения из закона сохранения энергии может быть выражен через спектр пропускания

$$R(\lambda) = 1 - T(\lambda). \quad (1.2.4)$$

Максимальное пропускание $T_{\max} = 1$ имеет место при $\cos \delta = 1$,

когда $\delta = m\pi$, где m – четное число, а длины волн, при которых пропускание максимально, равны

$$\lambda_{\max}^m = 4nd/m. \quad (I.2.5)$$

Минимальное значение прозрачности соответственно равно

$$T_{\min} = \frac{(1-R)^2}{1+R^2+2R} = \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2}; \quad (I.2.6)$$

$$\lambda_{\min}^m = 4nd/m$$

и имеет место при $\delta = m\pi$, где m – нечетное число.

Если обозначить T – пропускание в той спектральной области, где не наблюдается интерференция (область больших λ), то в отсутствие поглощения T определится формулой (I.2.2).

Таким образом, величина $T_{\min} = T_0$. Спектр пропускания для рассматриваемого случая представлен на рис. I.2.I.

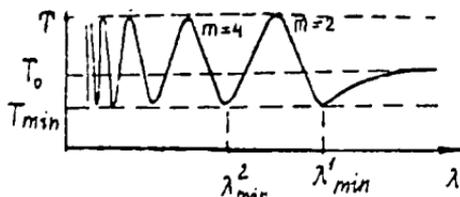


Рис. I.2.I. Схема интерференционного спектра тонкой непоглощающей пленки

показатель преломления n определится из положения двух соседних максимумов (или минимумов) пропускания

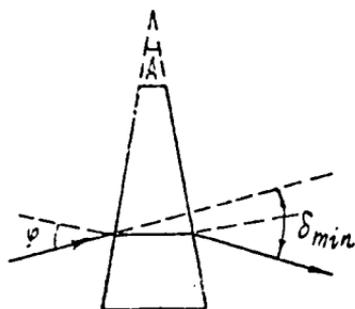
$$n = \frac{\lambda_{\min}^m \cdot \lambda_{\max}^{m+2}}{2d(\lambda_{\max}^m - \lambda_{\max}^{m+2})}. \quad (I.2.7)$$

Подобным же образом можно рассчитать положение минимумов и максимумов отражения. Однако условия R_{\max} соответствуют условиям T_{\min} , а R_{\min} будет иметь место при длинах волн, отвечающих максимумам пропускания.

Выше рассмотрен случай "свободной" пленки, однако более распространенным является случай, когда пленка полупроводника нанесена на подложку. В этом случае также наблюдаются минимумы и максимумы в спектрах пропускания, однако их положение зависит и от оптических свойств подложки.

Метод наименьшего отклонения

Наиболее точным методом измерения показателя преломления в этой спектральной области ($\alpha^2 \ll n^2$) является метод призмы (рис. I.2.2). Из исследуемого полупроводника изготавливается призма с преломляющим углом A . Определяется угол наименьшего отклонения луча δ , вышедшего из призмы по отношению к падающему на призму лучу. Это имеет место при равенстве углов падения (φ) и преломления (φ') на выходе из призмы ($\varphi = \varphi'$). Для этого случая



$$n = \frac{\sin(A + \delta_{\min})/2}{\sin A/2} \quad (\text{I.2.8})$$

Рис. I.2.2. Метод призмы

2. Область среднего и сильного поглощения

В реальных полупроводниках область длин волн, где поглощением можно пренебречь, в большинстве случаев мала. Кроме того, наиболее информативным является тот спектральный интервал, в котором излучение взаимодействует с полупроводником. Оптические постоянные в этом спектральном интервале рассчитывают из спектров пропускания и отражения. В принципе все оптические постоянные можно определить, имея один образец исследуемого полупроводника. Сначала полируют одну грань толстого образца ($d \gg 1/\alpha$) и снимают спектр отражения. Затем образец частично сошлифовывают, чтобы можно было измерять интенсивность прошедшего через него света, и исследуют спектр пропускания. В зависимости от соотношения d и $1/\alpha$ (зная $R(\omega)$ и $T(\omega)$) рассчитывают α по формуле (I.I.II) (в области $T < 10\%$), либо по (I.I.I2) для $T > 10\%$. Зная α , а следовательно, и α , по формулам Френеля рассчитывают n . Необходимо заметить, что величина R сильно зависит от состояния поверхности образца. Поверхность полупроводниковых образцов обычно покрыта слоем оксида, толщина которого может

составлять десятки ангстрем. Слой окисла прозрачен в видимой и УФ-областях и обычно непрозрачен в ИК-области. Поверхности образцов, используемых для определения оптических параметров, готовятся специальным образом, обработка заканчивается химической полировкой, снимающей поверхностный нарушенный слой. Если в распоряжении экспериментатора есть два образца, можно ограничиться измерением лишь спектра пропускания. В спектральной области, где для рассматриваемых образцов толщиной d_1 и d_2 выполняется условие $\alpha_1 d_1 > 1$ и $\alpha_2 d_2 > 1$, можно получить с учетом (1.1.11)

$$\alpha = \frac{\ln(T_1/T_2)}{(d_2 - d_1)} \quad (1.2.9)$$

Зная α , T , можно далее рассчитывать R . Если значение коэффициента отражения известно, при $T > 10\%$ коэффициент поглощения можно определить по таблицам или номограммам, построенным (или вычисленным) на основе формулы (1.1.12). В области сильной зависимости линейного коэффициента поглощения от частоты (например, в области края собственного поглощения, где α изменяется на несколько порядков) для определения $\alpha(\omega)$ необходим набор образцов разной толщины.

В области сильного поглощения излучения для определения оптических постоянных используется измерение спектра отражения, широко применяются поляриметрические методы измерения интенсивности и поляризации отраженного света.

Коэффициенты отражения для различных поляризацій света равны

$$R_n = \frac{\sin^2(\psi - \psi')}{\sin^2(\psi + \psi')}, \quad R_p = \frac{\tan^2(\psi - \psi')}{\tan^2(\psi + \psi')} \quad (1.2.10)$$

При $\psi + \psi' = 90^\circ$, $R_p = 0$, а угол ψ равен углу Брюстера ψ_B (рис. 1.2.3). Показатель преломления можно определить, направляя на поверхность диэлектрика пучок плоскополяризованного света (с электрическим вектором, параллельным плоскости падения) и измеряя угол, при котором отражение излучения минимально. находим величину n по углу Брюстера, который определяется из соотношения $\tan \psi_B = n$. Для полупроводника с $b \neq 0$ в зависимости $R(\psi)$ имеет место минимум при углах $\psi + \psi' \approx 90^\circ$.

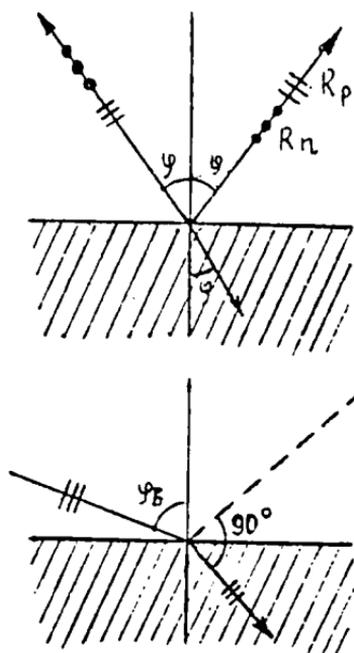


Рис. 1.2.3. Схема, поясняющая физический смысл угла Брюстера

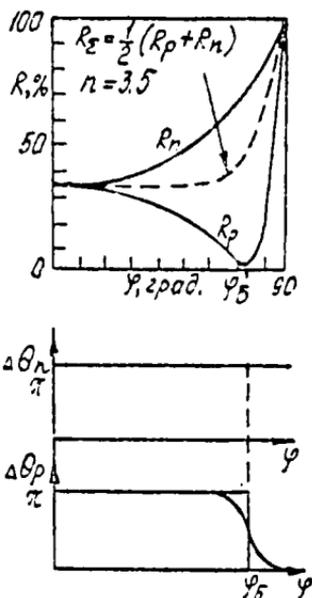


Рис. 1.2.4. Зависимости коэффициентов отражения и углов сдвига фаз от угла падения излучения для различных поляризаций

На рис. 1.2.4 приведены теоретические кривые $R_n(\psi)$ и $R_p(\psi)$. Как видно из рисунка, R_n монотонно увеличивается с увеличением угла падения от типичного значения 0,3–0,4 при нормальном падении до 1; R_p уменьшается с увеличением ψ , проходит через минимум при угле $\psi = \psi_B$. Так как $R_{\Sigma} = 1/2 (R_n + R_p)$, то для области высокой прозрачности (где пренебрегаем поглощением) $T = 1 - 1/2 (R_n + R_p)$. Область резкого возрастания ($R_n + R_p$) и уменьшения T имеет место вблизи угла Брюстера, а до него пропускание неполяризованного излучения не зависит от угла падения (рис. 1.2.5).

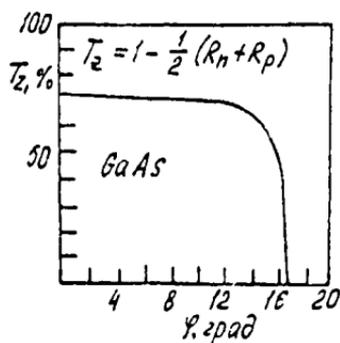


Рис. 1.2.5. Зависимость коэффициента прозрачности кристалла GaAs от угла падения излучения

1.3. Классическая и квантовая теории дисперсии оптических постоянных

Рассматривая взаимодействие излучения с полупроводником, можно выделить области спектра, где этот процесс может быть описан в рамках классических представлений (неселективное поглощение света свободными носителями, поглощение колеблющимися атомами кристаллической решетки). Однако существуют и такие спектральные области, где к рассматриваемым процессам возможен только квантово-механический подход (например, область собственного поглощения, селективное поглощение света свободными носителями).

1. Классическая теория дисперсии

В классической электронной теории твердое тело рассматривается как совокупность связанных и свободных зарядов, представляющих собой набор невзаимодействующих осцилляторов, совершающих вынужденные затухающие колебания при взаимодействии с электромагнитной волной. Каждому сорту зарядов соответствует сорт осцилляторов, характеризуемый соответственно частотой ω_0 , массой m , концентрацией N и коэффициентом затухания g .

Смещение зарядов, вызванное взаимодействием с электромагнитной волной $\vec{E}_0 \exp \omega t$, обуславливает поляризацию, которая определяет диэлектрическую проницаемость данного полупроводника. Смещение заряда k -сорта под действием волны частоты ω равно

$$\vec{r}_k = \vec{r}_{k0} \exp \omega t. \quad (I.3.1)$$

Для нахождения амплитуды смещения r_{k0} уравнение движения заряда q_k

$$m_k \frac{d^2 \vec{r}_k}{dt^2} = q_k \vec{E}_0 \exp(\omega t) - m_k \omega_{0k}^2 \vec{r}_k - m g_k \frac{d \vec{r}_k}{dt}. \quad (I.3.2)$$

Первый член определяется величиной приложенного электрического поля. Второй член правой части уравнения (I.3.2) представляет собой упругую силу, возвращающую заряд в положение равновесия, с постоянной f_k , определяемой частотой собственных колебаний $\omega_{0k} = \sqrt{f_k/m_k}$. Третий член в (I.3.2) аналогичен силе трения. Подставляя (I.3.1) в (I.3.2), находим амплитуду смещения заряда k -сорта

$$r_{k0} = \frac{\epsilon_0 q_k / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2 + i g_k \omega}. \quad (I.3.3)$$

Смещение N_k зарядов на величину r_k определяет электрический момент единицы объема кристалла \vec{P}_k (вектор поляризации), обусловленный смещением зарядов k -сорта: $\vec{P}_k = q_k$.

Считая вклад зарядов всех сортов в поляризацию аддитивным ($\vec{P} = \sum_k \vec{P}_k$), получаем следующее выражение для диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon^* = 1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \mathcal{E}} = 1 + \sum_k \frac{q_k^2 N_k / m_k}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2 + i g_k \omega) \epsilon_0}. \quad (I.3.4)$$

Выделяя действительную и мнимую части, получим

$$\epsilon' = 1 + \sum_k \frac{q_k^2 N_k (\omega_{0k}^2 - \omega^2)}{m_k \epsilon_0 [(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + g_k^2 \omega^2]} = n^2 - x^2; \quad (I.3.5)$$

$$\epsilon'' = \sum_k \frac{q_k^2 N_k g_k \omega}{m_k \epsilon_0 [(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + g_k^2 \omega^2]} = 2n\alpha. \quad (I.3.6)$$

Полученные выражения позволяют найти частотные зависимости показателей преломления и поглощения $n(\omega)$ и $\kappa(\omega)$. Однако следует заметить, что параметры осцилляторов ω_{0k} и Q_k не могут быть получены расчетным путем и требуют для своего определения экспериментальных данных.

Расчет по формулам (1.3.5) и (1.3.6) показывает, что области частот, соответствующие максимумам коэффициента поглощения и показателя преломления, отличаются незначительно. При этом дисперсия диэлектрической проницаемости и показателя преломления определяются механизмом поляризации полупроводника ϵ поле электромагнитной волны, а поглощение — переходами электронов из одного энергетического состояния в другое. Любой механизм поглощения дает вклад в поляризацию и приводит к дисперсии показателя преломления. Иными словами, дисперсии показателя преломления и поглощения неразрывно связаны между собой.

На рис. 1.3.1а приведены зависимости показателя преломления n от частоты. Отметим, что при прохождении через максимум поглощения (через резонанс на частоте ω_0) величина n получает приращение Δn со стороны меньших частот.

Если в спектре имеется несколько полос поглощения, то показатель преломления получает приращения при прохождении через каждую полосу поглощения (рис. 1.3.1б).

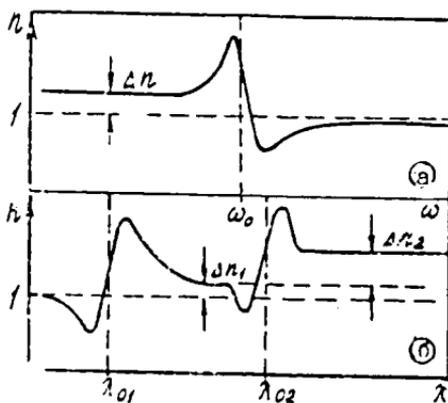


Рис. 1.3.1.

частотные зависимости
показателя преломления

Для элементарных полупроводников (типа Ge или Si), не имеющих полос поглощения в инфракрасной области, величина показателя преломления, найденная из оптических измерений, хорошо согласуется с диэлектрической проницаемостью, измеренной на радиочастотах ($\epsilon(\omega) = n^2(\omega)$). В то же время для бинарных соединений (GaAs, InSb, InAs и т.п.), имеющих полосы поглощения на границе оптического и радиодиапазонов, наблюдается заметное различие между $n^2(\omega)$ и $\epsilon(0)$ (табл. 1.3.1).

Таблица I.3.I

МАТЕРИАЛ	$n(\omega)$	$n^2(\omega)$	$\epsilon(0)$
Si	3,42	11,69	11,7
Ge	4,0	16,0	16,0
GaAs	3,34	11,15	13,13
InSb	9,5	15,7	17,88
InAs	3,4	11,56	14,5

2. Квантовый подход в теории дисперсии оптических констант

При взаимодействии электромагнитной волны с веществом часть энергии волны поглощается и передается носителям заряда. Величину переданной носителям заряда энергии можно выразить следующим образом:

$$Q = \langle \vec{j} \vec{E} \rangle = \bar{\sigma} \langle E^2 \rangle = \frac{1}{2} \bar{\sigma} E_0^2, \quad (I.3.7)$$

где \vec{j} - плотность возбужденного волной тока; $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$ - электрический вектор электромагнитной волны; $\bar{\sigma}$ - проводимость вещества; $\langle \rangle$ - усреднение по времени за период электромагнитной волны.

Поглощение энергии носителями заряда с точки зрения квантовой механики означает переход их в состояние с большей энергией (из состояния E_i в состояние E_j). Величину поглощенной при таких переходах энергии можно найти, суммируя энергии всех переходов, допустимых при данной энергии кванта ($E_j - E_i = \hbar\omega$),

$$Q_\alpha = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ij} f(E_i) [1 - f(E_j)], \quad (I.3.8)$$

здесь E_i - энергия начального состояния электрона; E_j - энергия конечного состояния, W_{ij} - вероятность перехода из состояния E_i в состояние E_j в единицу времени; $f(E_i)$ и $f(E_j)$ - функции распределения, учитывающие степень заполнения состояний электронами.

Одновременно с переходами электронов из состояния E_i в E_j возможны и обратные переходы ($E_j \rightarrow E_i$), сопровождающиеся ис-

пуском излучения. Испускаемая в единицу объема в единицу времени энергия равна

$$Q_e = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ij} f(E_j) [1 - f(E_i)]. \quad (I.3.9)$$

Таким образом, результирующие потери энергии электромагнитной волны выражаются разностью Q_α и Q_e

$$Q = Q_\alpha - Q_e = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ij} [f(E_i) - f(E_j)]. \quad (I.3.10)$$

Из (I.3.7) и (I.1.14) получаем следующее выражение:

$$\varepsilon'' = \frac{\beta}{\varepsilon_0 \omega} = \frac{2Q}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_0 \omega}. \quad (I.3.11)$$

Зная ε'' , можно найти α ($\varepsilon'' = 2n\alpha$) и α

$$\alpha = \frac{2\omega\alpha}{c} = \frac{2\omega}{c} \cdot \frac{\varepsilon''}{2\pi} = \frac{2Q}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_0 \pi c}. \quad (I.3.12)$$

Таким образом, подставляя в (I.3.12) Q из (I.3.10), можно произвести квантовый расчет оптических констант вещества. При использовании соотношений Крамерса-Кронига, возможен расчет величины действительной части диэлектрической проницаемости ε' .

ЛИТЕРАТУРА

Уханов П.И. Оптические свойства полупроводников.-М.: наука, 1977. - 355 с.

Бонч-Бруевич В.Л., Калатников С.Г. Физика полупроводников.-М.: наука, 1977. - 672 с.

Мосс Т., Баргелл Г., Эллис С. Полупроводниковая электроника.-М.: Мир, 1976. - 432 с.

Воронцов В.Ф., Хевилии И., Нанаи Л. Оптические свойства полупроводников.-Одесса: Изд-во ОГУ, 1981. - 128 с.

Г Л А В А 2

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. СОБСТВЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

2.1. Виды поглощения. Правила отбора, прямые и непрямые, разрешенные и запрещенные оптические переходы

1. Если при взаимодействии излучения с кристаллом полупроводника происходит поглощение кванта света, то в результате этого увеличивается энергия полупроводника – либо кристаллической решетки, либо его "электронной подсистемы". С какими частицами взаимодействует квант света, на увеличение энергии каких частиц или на какой процесс затрачивается энергия поглощенных квантов – это и определяет вид или механизм поглощения.

Условно электроны в полупроводнике можно разделить на следующие группы:

- 1) электроны внутренних оболочек,
- 2) валентные электроны,
- 3) электроны, локализованные в примесных (или дефектных) состояниях (на локальных уровнях),
- 4) свободные электроны (и дырки).

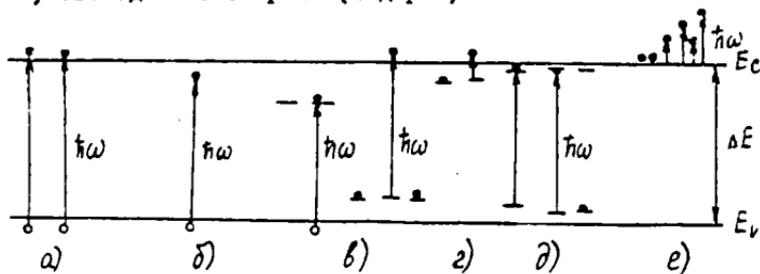


Рис. 2.1.1. Схема оптических переходов в полупроводниках

Электроны внутренних электронных оболочек атомов принимают участие в процессах взаимодействия с высокоэнергетическими излучениями (рентгеновские и γ -лучи, высокоэнергетические электронные пучки и другие ядерные излучения).

Взаимодействие излучения с валентными электронами, приводящее к переходу их в свободное состояние (в зону проводимости),

определяет поглощение, называемое собственным (или основным оптическим) поглощением. Как ясно из рис. 2.1.1а, этот вид поглощения имеет место при $\hbar\omega \geq \Delta E$. Если энергия кванта $\hbar\omega < \Delta E$, то возможно возбуждение атома: квант света взаимодействует с валентным электроном, отдавая свою энергию на перевод электрона на следующую орбиту, соответствующую возбужденному состоянию атома - это экситонное поглощение (рис. 2.1.1б).

Взаимодействие излучения с электронами (или дырками) на локальных уровнях, обуславливающее электронный переход между локальными состоянием и одной из зон (проводимости или валентной), а также между локальными состояниями в комплексе, определяет поглощение света локальными состояниями (или примесное поглощение) (рис. 2.1.1в,г,д). Этот вид поглощения проявляется в области $\hbar\omega < \Delta E$.

Наконец, кванты света могут взаимодействовать со свободными носителями заряда в полупроводнике - этот вид поглощения так и называется - поглощение света свободными носителями заряда (рис. 2.1.1е).

Если в результате поглощения кванта света только увеличивается число фононов, то поглощение света называется решеточным - поглощение света колеблющимися атомами кристаллической решетки.

Физический смысл линейного коэффициента поглощения излучения α , введенного при выводе закона Ламберта-Бугера, можно показать следующим образом. Если через \bar{b}_i обозначить сечение захвата фотона поглощающим центром i -сорта, концентрация центров обозначить N_i , число различных сортов центров, взаимодействующих с излучением, - k , то

$$\alpha(\omega) = \sum_{i=1}^k \alpha_i(\omega) = \sum_{i=1}^k \bar{b}_i(\omega) \cdot N_i. \quad (2.1.1)$$

Выражение (2.1.1) учитывает суммарный (аддитивный) вклад в полный коэффициент поглощения α различных сортов центров поглощения $\alpha_i(\omega)$, взаимодействие которых с излучением преобладает в том или ином спектральном интервале.

Величина сечения захвата фотона зависит от природы центра и частоты излучения. Если положить сечение захвата фотона равным (по порядку величины) сечению атома $\bar{b}_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, то видно,

что $\alpha_i(\omega)$, характеризующий собственное поглощение, на несколько порядков превосходит, например, коэффициент, описывающий примесное поглощение. Ввиду того, что полное число атомов решетки составляет $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, а число примесных атомов — $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, α собств $\approx 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^{22} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, α прим $\approx 10^{-16} (10^{14} + 10^{18}) \approx (10^{-2} + 10^2) \text{ см}^{-1}$.

Этот грубый качественный расчет служит иллюстрацией второго названия собственного поглощения — основное поглощение, на фоне которого другие виды поглощения не проявляются, если даже они имеют место в данном спектральном интервале.

На рис. 2.1.2 схематически представлена зависимость коэффициента поглощения от длины волны и названы центры, определяющие поглощение в различных областях спектра.



Рис. 2.1.2. Спектр поглощения реального полупроводника

2. При оптических переходах, происходящих в результате поглощения энергии кванта $\hbar\omega$, как и в других физических процессах, должны выполняться фундаментальные законы: законы сохранения энергии и импульса. Если обозначим энергию электрона и импульса (для электрона в кристалле квазиимпульса) через E_i и \vec{P}_i , а после взаимодействия с излучением соответственно E_j и \vec{P}_j , то

$$\begin{aligned} E_j - E_i &= \hbar\omega; \\ \vec{P}_j - \vec{P}_i &= \vec{P}; \\ \vec{K}_j - \vec{K}_i &= \vec{K}\omega. \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

В (2.1.2) $\hbar\omega$ и \vec{P} — соответственно энергия и импульс кванта света. При рассмотрении оптических переходов электронов в кристалле чаще используется зонная диаграмма в виде $E(\vec{k})$, где \vec{k} —

волновой вектор электрона, связанный с квазиимпульсом известным соотношением $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. В этом случае закон сохранения импульса записывается в виде третьей строчки в (2.1.1), где через \vec{k}_ω обозначен волновой вектор кванта света (частоты ω). Для рассматриваемого в данном курсе длины волны оптического диапазона ($0,4 - 10^3$ мкм) абсолютное значение волнового вектора фотона много меньше абсолютного значения волнового вектора электрона. Действительно, полагая, например, $\lambda \approx 1$ мкм, $|\vec{k}_\omega| = 2\pi/\lambda = 10^5$ см, а для электронов полупроводника k_i - порядка 10^8 см (конечная часть π/a , где a - постоянная кристаллической решетки), т.е. $|\vec{k}_\omega| \ll |\vec{k}_i|, |\vec{k}_j|$. Следовательно, для рассматриваемого случая закон сохранения импульса приводит к соотношению

$$\vec{k}_j = \vec{k}_i + \vec{k}_\omega, \quad \vec{k}_j \approx \vec{k}_i. \quad (2.1.3)$$

Законы сохранения энергии и импульса, определяющие правила отбора при оптических переходах в виде (2.1.2) (или 2.1.3), можно получить, рассматривая вероятность $W_{i,j}$ перехода электрона из состояния $E_i(\vec{k}_i)$ в состояние $E_j(\vec{k}_j)$ под возмущающим действием электромагнитной волны частоты ω ($\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t)$)

$$W_{ij} = (2\pi/\hbar)(qE_0/2m\omega) |M_{ij}|^2 \delta(E_j - E_i - \hbar\omega), \quad (2.1.4)$$

где M_{ij} - компонента матричного элемента оптического перехода:

$$M_{ij} = \int \psi_j^*(\vec{r}) H \psi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}, \quad (2.1.5)$$

$\psi_i(\vec{r}), \psi_j(\vec{r})$ - волновые функции, описывающие начальное и конечное состояние электрона, и оператор H представим

$$\psi_i(\vec{r}) = u_{k_i}(\vec{r}) e^{i\vec{k}_i \vec{r}}, \quad \psi_j^*(\vec{r}) = u_{k_j}^*(\vec{r}) e^{-i\vec{k}_j \vec{r}}, \quad H = \hbar^2 e^{i\vec{k}_\omega \vec{r}}. \quad (2.1.6)$$

Преобразуем формулу (2.1.5) с учетом выражений (2.1.6) к виду

$$\begin{aligned} M_{ij} &= \int u_{k_j}^*(\vec{r}) \hbar^2 u_{k_i}(\vec{r}) \exp[i(\vec{k}_i - \vec{k}_j + \vec{k}_\omega) \vec{r}] d^3\vec{r} = \\ &= \mathcal{P}_{ij}(\vec{r}) \delta(\vec{k}_j - \vec{k}_i - \vec{k}_\omega). \end{aligned} \quad (2.1.6a)$$

Таким образом, вероятность перехода отлична от нуля при вы-

полнении следующих условий:

1. $\delta = (E_j(\vec{k}_j) - E_i(\vec{k}_i) - \hbar\omega) \neq 0,$
2. $\delta = (\vec{k}_j - \vec{k}_i - \vec{k}_\omega) \neq 0,$
3. $\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}) \neq 0.$

(2.1.7)

Первые два условия в соответствии со свойством δ -функции описывают законы сохранения энергии и импульса - эквивалентны (2.1.2) и (2.1.3). Третье условие накладывает ограничение на симметрию волновых функций электронов в состояниях, между которыми осуществляется переход. Для состояний вблизи экстремума ($\vec{k} \approx \vec{k}_0$) в зоне Бриллюэна $\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k})$ может быть представлен в виде сходящегося ряда по степеням $(\vec{k} - \vec{k}_0)$

$$\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}) = \mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}_0) + (\vec{k} - \vec{k}_0) \text{grad } \mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}) + \dots \quad (2.1.8)$$

В разложении (2.1.8) каждый последующий член значительно меньше предыдущего, поэтому, если $\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}_0) \neq 0$, все остальные члены ряда опускаются: $\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}) = \mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}_0) = \text{const}$. Такой переход называют разрешенным. Если $\mathcal{P}_{i,j}(\vec{k}_0) = 0$, то переход называется запрещенным, но запрет перехода не означает еще равенство нулю вероятности перехода. В этом случае необходимо учесть второй член в разложении (2.1.8). При этом вероятность перехода значительно уменьшается и появляется зависимость от волнового вектора: $W_{i,j} \sim |\mathcal{P}_{i,j}|^2 \sim (\vec{k} - \vec{k}_0)^2$. В частном случае, когда экстремум находится в центре зоны Бриллюэна ($\vec{k}_0 = 0$), вероятность запрещенного перехода оказывается пропорциональной квадрату волнового вектора.

Оптические переходы, в которых принимают участие только две частицы, например, как рассмотрено выше, один электрон и один фотон, называются прямыми переходами. Если с излучением взаимодействует изолированный атом, то возможны только такие "двухчастичные" переходы, так как одновременное взаимодействие одного фотона с двумя электронами невозможно. Также очень маловероятно (в рассматриваемых условиях линейной оптики) взаимодействие одного электрона с двумя фотонами. Однако при взаимодействии излучения с кристаллом возможны процессы, в которых участвует больше двух частиц, так как невозможно изолировать от участия в поглощении света решетку. В этом случае в оптическом процессе

кроме фотона и электрона участвует еще фонон (или несколько фононов). Такие оптические переходы называют непрямими. Участие в процессе поглощения излучения фононов, волновой вектор которых может быть по порядку величины сравним с волновым вектором участвующего во взаимодействии электрона, приводит к изменению формы записи законов сохранения энергии и импульса

$$\begin{aligned} E_j(\vec{k}_j) - E_i(\vec{k}_i) \pm E_\varphi &= \hbar\omega; \\ \vec{k}_j - \vec{k}_i \pm \vec{k}_\varphi &= \vec{k}_\omega. \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

Соотношения (2.1.9) записаны для непрямого перехода с участием одного фонона, причем знак "+" отвечает испусканию, а "-" - поглощению фонона (отбору от решетки кванта энергии колебательного движения атома кристаллической решетки). В общем случае фононов может быть несколько и с различными энергиями. Однако известно, что чем больше число частиц, участвующих в процессе, тем он менее вероятен, поэтому рассматриваем в основном "одно-фононные" процессы.

Итак, законы сохранения энергии и импульса в случае прямых и непрямых переходов для рассматриваемого спектрального интервала ($\vec{k}_\omega \ll \vec{k}_i$, \vec{k}_j) имеют вид

$$\begin{aligned} E_j(\vec{k}_j) - E_i(\vec{k}_i) &= \hbar\omega, \quad \vec{k}_i \approx \vec{k}_j && \text{(прямые переходы);} \\ E_j(\vec{k}_j) - E_i(\vec{k}_i) \pm E_\varphi &= \hbar\omega, \quad \vec{k}_j \approx \vec{k}_i \pm \vec{k}_\varphi && \text{(непрямые переходы).} \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

Для линейного коэффициента поглощения с учетом (1.3.12), (2.1.4) и (2.1.6) получаем следующее выражение:

$$\alpha = \frac{Q}{nc\epsilon_0 \epsilon_0^2} = \frac{q^2 / \mathcal{P}_{ji}(\vec{k})^2 \rho(\hbar\omega)}{(2m_0)^2 \omega c n \epsilon_0} [f(E_i) - f(E_j)]. \quad (2.1.11)$$

При выводе (2.1.11) учтено, что

$$\begin{aligned} Q &= \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ij} [f(E_i) - f(E_j)] = \\ &= \frac{2\pi}{h} \left(\frac{q \epsilon_0}{2m_0 \omega} \right)^2 \sum_{i,j} (E_j - E_i) |\mathcal{P}_{ji}(\vec{k})|^2 \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_j - \vec{k}_\omega) [f(E_i) - f(E_j)]. \\ &\quad \text{Обозначая} \\ &\quad \sum_{i,j} (E_j - E_i) \cdot \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_j - \vec{k}_\omega) \end{aligned}$$

через $\rho(\hbar\omega)$, получаем (2.1.11). $\rho(\hbar\omega)$ учитывает суммирование по всем состояниям, отличающимся на величину энергии кванта, и называется комбинированной или оптической плотностью состояний.

2.2. Собственное поглощение в полупроводниках.

Форма края поглощения при прямых оптических переходах

1. Поглощение света, при котором электроны валентной зоны переходят в зону проводимости (удаляются из атома), называется собственным, фундаментальным поглощением. Со стороны длинных волн оно ограничено $\hbar\omega_{\min}$ - "красной" границей. Минимальная энергия кванта, который может быть поглощен при рассматриваемом механизме, равна ширине запрещенной зоны ΔE , что и определяет "красную" границу (λ_{\max}): $\Delta E = \hbar\omega_{\min} = \hbar \cdot 2\pi \cdot c / \lambda_{\max}$. При $\lambda > \lambda_{\max}$ коэффициент α , описывающий данный вид поглощения, равен нулю, а в сторону коротких волн наблюдается резкое возрастание α , когда в узком спектральном интервале коэффициент поглощения возрастает на несколько порядков (от единиц обратных сантиметров до $10^4 + 10^6 \text{ см}^{-1}$). Эта область сильной зависимости $\alpha(\lambda)$ (или $\alpha(\hbar\omega)$), называемая краем основного поглощения, несет важную информацию о зонной структуре исследуемого полупроводника. Конкретная зависимость коэффициента поглощения от энергии кванта излучения определяется особенностями зонной структуры полупроводника. В соответствии с конфигурацией зоны проводимости и валентной зоны полупроводники делят на две группы: "прямозонные" полупроводники, экстремумы валентной зоны и зоны проводимости которых находятся в одной точке зоны Бриллюэна, что условно обозначается $K_{\max} = K_{\min}$, и "непрямозонные" полупроводники, у которых экстремумы находятся в разных точках - $K_{\max} \neq K_{\min}$ (рис. 2.2.1а,б). Если полупроводник относится к первой группе, то край поглощения ($\hbar\omega_{\min} \approx \Delta E$) определяется прямыми переходами, при которых волновой вектор электрона в исходном и конечном состояниях одинаков. Из рис.

2.2.1а, понятие название прямых переходов - вертикальные переходы. При увеличении энергии кванта возможны не прямые переходы, но вероятность их значительно меньше, чем прямых, ко-

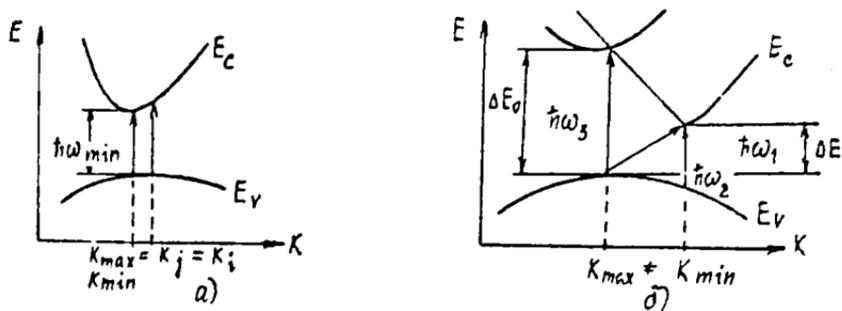


Рис. 2.2.1. Зонная диаграмма прямозонного (а) и непрямозонного (б) полупроводников

торые и будут для полупроводника рассматриваемой группы определять форму края поглощения.

В том случае, когда полупроводник по зонной структуре относится ко второй группе (Ge, Si) (рис. 2.2.1б), квант света, отвечающий минимальному энергетическому зазору между состояниями зоны проводимости и валентной зоны, приводит к переходу электрона со значительным изменением волнового вектора ($k_i \neq k_j$). Такой неперпендикулярный переход может иметь место только при участии третьей частицы - фоновая, т.е. непрямой переход (рис. 2.2.1б, $\hbar\omega_1$, переход I). Однако по мере уменьшения длины волны излучения, когда энергии кванта станет достаточно для обеспечения прямого оптического перехода ($\hbar\omega_2, \hbar\omega_3$), поглощение излучения будет осуществляться и в данном полупроводнике за счет прямых переходов электронов из состояния в валентной зоне с волновым вектором \vec{k}_i в состоянии с тем же значением волнового вектора в зоне проводимости \vec{k}_j ; $\vec{k}_i = \vec{k}_j$. Таким образом, начало края поглощения в рассматриваемых полупроводниках (2-я группа) определяется непрямими переходами (пока энергия падающих квантов излучения недостаточна для прямых переходов), а затем - прямыми оптическими переходами.

Зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения (или его энергии), определяющая форму края поглощения, различна для прямых и непрямых оптических переходов. Рассмотрим форму края поглощения в случае прямых оптических переходов.

2. Собственное поглощение света является примером оптического процесса, когда взаимодействие электрона с фотоном может быть

описано только с позиций квантовой механики.

Для вывода формулы, описывающей зависимость коэффициента поглощения от частоты (или энергии) падающего на образец излучения, воспользуемся полученным ранее выражением (2.1.II), но учтем, что исходное состояние электрона находится в валентной зоне (V -зоне) с энергией E_i , а конечное - в зоне проводимости (C -зоне) с энергией E_j :

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{q^2 / P_{cv}(R)^2 \rho(\hbar\omega)}{(2m_0)^2 c n \epsilon_0} \quad (2.2.I)$$

В (2.2.I) $\rho(\hbar\omega)$ - комбинированная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне, различающихся по величине энергии на $\hbar\omega$. При переходе от (2.1.II) к (2.2.I) учтено также, что $f(E_i) = 1$, $f(E_j) = 0$; что выполняется для слаболегированных полупроводников. Частотная зависимость коэффициента поглощения определяется прежде всего зависимостью от частоты комбинированной плотности состояний. Рассмотрим прямой оптический переход (рис. 2.2.2), для которого зависимость энергии от волнового вектора в зонах проводимости и валентной считаем квадратичной:

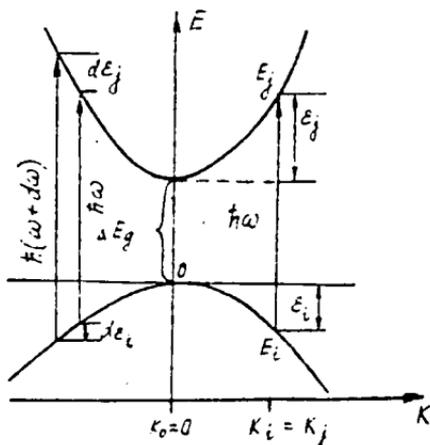


Рис. 2.2.2. К выводу формулы (2.2.4)

$$\begin{aligned} E_i(k_i) &= E_v(0) - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2 m_p^*} \\ E_j(k_j) &= E_c(0) + \frac{\hbar^2 k_j^2}{2 m_n^*} \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Обозначим зависящие от волнового вектора слагаемые ϵ_i энергии в (2.2.2) через ϵ_i и ϵ_j соответственно. Рассчитаем $\alpha(\hbar\omega)$ для энергии кванта, немного превышающей ΔE (рис. 2.2.2).

Так как рассматриваем прямой оптический переход, то $\vec{k}_i = \vec{k}_j$, и ϵ_i и ϵ_j не являются независимыми

$$\varepsilon_j = \varepsilon_i (m_p^* / m_n^*). \quad (2.2.3)$$

Закон сохранения энергии для рассматриваемого перехода имеет вид

$$\hbar\omega = E_c(0) - E_v(0) + \varepsilon_i + \varepsilon_j = \Delta E + \varepsilon_i (1 + m_p^* / m_n^*). \quad (2.2.4)$$

Если частота падающего на образец света изменяется в интервале от ω до $\omega + d\omega$, то это изменение частоты определит интервал изменения энергий состояний электронов, участвующих в поглощении света,

$$\hbar d\omega = d\varepsilon_i \left(1 + \frac{m_p^*}{m_n^*}\right) = \left(1 + \frac{m_p^*}{m_n^*}\right) d\varepsilon_j. \quad (2.2.5)$$

В этом случае

$$\rho(\hbar\omega) d\omega = N_c(\varepsilon_j) d\varepsilon_j = N_v(\varepsilon_i) d\varepsilon_i,$$

где $N_c(\varepsilon_j)$ и $N_v(\varepsilon_i)$ — соответственно плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости, представляемые известными формулами

$$N_c = N_c(\varepsilon_j) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \varepsilon_j^{1/2}, \quad N_v(\varepsilon_i) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \varepsilon_i^{1/2}.$$

Тогда плотность состояний в зонах запишется как

$$\rho(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \varepsilon_i^{1/2} d\varepsilon_i. \quad (2.2.6)$$

С учетом (2.2.5) и (2.2.4) получаем

$$\begin{aligned} \rho(\hbar\omega) &= \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \frac{(\hbar\omega - \Delta E)^{1/2}}{(1 + m_p^* / m_n^*)^{3/2}} = \\ &= 4\pi (2M^* / h^2)^{3/2} \cdot (\hbar\omega - \Delta E)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

В (2.2.7) использовано обозначение $M^* = m_p^* m_n^* / (m_p^* + m_n^*)$,

где M^* - приведенная эффективная масса.

Если рассматриваемый переход является разрешенным, т.е.

$$P_{cv}(k) = \text{const} \quad , \quad \text{то получаем } \alpha(\hbar\omega) = A(\hbar\omega - \Delta E)^{1/2} \quad \text{при } \hbar\omega \geq \Delta E \quad ,$$

$$\alpha(\hbar\omega) = 0 \quad , \quad \text{если } \hbar\omega < \Delta E. \quad (2.2.8)$$

Однако если симметрия волновых функций валентных электронов такова, что переход $E_i(\vec{k}_i) \rightarrow E_j(\vec{k}_j)$ является запрещенным, то, учитывая зависимость вероятности перехода от k ($P_{ij} \sim k$), получаем согласно (2.2.I)

$$\alpha(\hbar\omega) = A(\hbar\omega - \Delta E)^{1/2} \cdot k^2. \quad (2.2.9)$$

Преобразуем данное выражение, используя соотношение (2.2.3), согласно которому

$$(\hbar\omega - \Delta E) = \varepsilon_i (1 + m_p^*/m_n^*). \quad (2.2.I0)$$

Так как $\varepsilon_i = \hbar^2 k_i^2 / 2m_p^*$, окончательно получаем формулу для коэффициента поглощения с учетом того, что $k_i^2 = (\hbar\omega - \Delta E) 2M^*/\hbar^2$,

$$\alpha(\hbar\omega) = A'(\hbar\omega - \Delta E)^{3/2}. \quad (2.2.II)$$

Вычисление $\alpha(\hbar\omega)$ проведено для небольшой области изменения квазиволнового вектора электрона, когда справедливо разложение $P_{cv}(k)$ в ряд по степеням k , для случая простых зон с квадратичной зависимостью $E(k)$.

Если зоны сложные, как, например, валентная зона в Ge, Si, состоящая из подзоны тяжелых дырок с эффективной массой m_{ph}^* и подзоны легких дырок с m_{pl}^* , тогда в предположении квадратичного закона дисперсии в этих подзонах и одинаковой вероятности перехода из них в зону проводимости вид коэффициента A не изменится, но входящая в него приведенная эффективная масса M^* в данном случае будет иметь вид

$$(M^*)^{3/2} = (M_n^*)^{3/2} + (M_e)^{3/2},$$

$$(M_n^*)^{-1} = (m_n^*)^{-1} + (m_{pn}^*)^{-1}, \quad (M_c^*)^{-1} = (m_n^*)^{-1} + (m_{pc}^*)^{-1}.$$

Если энергетические поверхности представляют собой эллипсоиды вращения, то в коэффициент A входит приведенная эффективная масса плотности состояний.

Нарушение квадратичного закона дисперсии хотя бы в одной из зон сразу же скажется на зависимости α ($\hbar\omega$) (рис. 2.2.3).

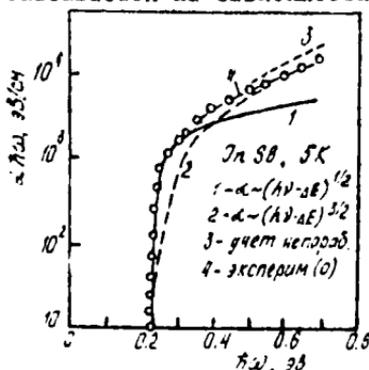


Рис. 2.2.3. Сравнение экспериментальной и расчетных зависимостей α ($\hbar\omega$) для InSb

Так как для большинства полупроводников $m_n^* < m_p^*$, область энергий в валентной зоне ξ_1 , из которой осуществляются переходы электронов, меньше ξ_2 и отклонение от квадратичного закона дисперсии в зоне проводимости скажется на зависимости α ($\hbar\omega$) значительнее, чем соответствующее отклонение в зоне валентной.

2. 3. Форма края поглощения при непрямых переходах

Если полупроводник по зонной структуре относится ко 2-й группе, в которой $K_{min} \neq K_{max}$, начало собственного поглощения определяется непрямыми (невертикальными) переходами, которые происходят с участием фононов и, как видно из рис. 2.3.1, минимальная энергия кванта, отвечающая такому переходу, $\hbar\omega_{min} = \Delta E - E_\phi = \hbar\omega_a$, где E_ϕ является энергией поглощенного (отраженного от решетки) фонона. Если процесс поглощения кванта сопровождается испусканием фонона, то $\hbar\omega = \Delta E + E_\phi$. При этом

$E_j(\vec{r}_j)$ – как и ранее, энергия электронов в конечном состоянии электрона, $E_i(\vec{r}_i)$ – энергия электрона в исходном состоянии в валентной зоне. Используя, как и в предыдущем параграфе, ε_i и ε_j , перепишем закон сохранения энергии

$$\varepsilon_j - \varepsilon_i = \hbar\omega - \Delta E + E\varphi. \quad (2.3.2)$$

В случае непрямых переходов кванты света с энергией $\hbar\omega = \hbar\omega + \hbar d\omega$ могут вызвать переходы из некоторого фиксированного состояния в валентной зоне ε_i в любое из состояний в зоне проводимости ε_j , отличающееся от ε_i на $(\hbar\omega + \hbar d\omega)$ (на значение волнового вектора конечных состояний ограничений не накладыва-ется), т.е. $\varepsilon_j \pm d\varepsilon_j$. Число таких состояний в зоне проводимости определяется эффективной плотностью данных состояний $N_c(\varepsilon_j)d\varepsilon_j$, причем максимальная энергия конечного состояния, в которое может перейти электрон, определяется в соответствии с законом сохранения энергии

$$\varepsilon_j^{\max} = \hbar\omega - \Delta E + E\varphi. \quad (2.3.4)$$

Точно также в фиксированное состояние с энергией ε_j в зоне проводимости при поглощении $(\hbar\omega \pm \hbar d\omega)$ возможен переход из целого интервала состояний валентной зоны ($d\varepsilon_i = \hbar d\omega$) с числом таких состояний $N_v(\varepsilon_i)d\varepsilon_i$. Полное число пар состояний, между которыми возможен переход электронов при поглощении света рассматриваемого спектрального интервала, определяется интегралом от произведения плотностей соответствующих состояний

$$\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = \iint N_c(\varepsilon_j) N_v(\varepsilon_i) d\varepsilon_i d\varepsilon_j. \quad (2.3.5)$$

ε_i и ε_j не являются независимыми. Выразив ε_i через ε_j , с учетом (2.3.4) и (2.3.3) получаем

$$\varepsilon_i = \varepsilon_j - \hbar\omega - \Delta E + E\varphi = \varepsilon_j - \varepsilon_j^{\max}.$$

Тогда перепишем (2.3.5) в следующем виде:

$$\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = C \left(\int_0^{\varepsilon_j} \varepsilon_j^{1/2} (\varepsilon_j - \varepsilon_j^{\max})^{1/2} d\varepsilon_j \right) d\varepsilon_j. \quad (2.3.6)$$

Отсюда, учитывая, что $\int_0^a (x^2 - ax)^{1/2} dx = a^2$ при $x < a$ получаем

$$\rho(\hbar\omega) = c(\hbar\omega - \Delta E + E_\phi)^2. \quad (2.3.7)$$

Для вычисления α_a необходимо знать P_ϕ . Считая вероятность поглощения фона пропорциональной числу фононов и используя статистику Бозе-Эйнштейна для фононов с энергией E_ϕ при температуре T , запишем $P_\phi \sim [\exp(E_\phi/kT) - 1]^{-1}$. Тогда коэффициент поглощения равен

$$\alpha_a(\hbar\omega) = c' \frac{(\hbar\omega - \Delta E + E_\phi)^2}{\exp(E_\phi/kT) - 1}. \quad (2.3.8)$$

Вывод выражения α_e подобен рассмотренному выше. Однако для процессов с испусканием фононов $\epsilon_j^{ndk} = \hbar\omega - \Delta E - E_\phi$ и вероятность испускания фона $P_\phi' \sim [1 - \exp(-E_\phi/kT)]^{-1}$. Поэтому окончательно получаем

$$\alpha_e(\hbar\omega) = c' \frac{(\hbar\omega - \Delta E - E_\phi)^2}{1 - \exp(-E_\phi/kT)}. \quad (2.3.9)$$

Таким образом, суммарный коэффициент поглощения определится так:

$$\alpha(\hbar\omega) = c' \left[\frac{(\hbar\omega - \Delta E + E_\phi)^2}{\exp(E_\phi/kT) - 1} + \frac{(\hbar\omega - \Delta E - E_\phi)^2}{1 - \exp(-E_\phi/kT)} \right], \quad \hbar\omega \geq \Delta E + E_\phi.$$

$$\alpha(\hbar\omega) = c' \left[\frac{(\hbar\omega - \Delta E + E_\phi)^2}{\exp(E_\phi/kT) - 1} \right], \quad \Delta E - E_\phi \leq \hbar\omega < \Delta E + E_\phi. \quad (2.3.10)$$

$$\alpha(\hbar\omega) = 0, \quad \hbar\omega < \Delta E - E_\phi.$$

Как отмечено ранее, рассмотренные оптические переходы происходят с участием одного типа фононов. Однако для кристаллов рассматриваемого класса фоновый спектр представлен набором ветвей акустических и оптических колебаний решетки (глава 5), с учетом которых вид кривой зависимости коэффициента поглощения от энергии кванта в области низкоэнергетического края значи-

тельно усложняется.

2.4. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника из оптических измерений

Установленные аналитические зависимости коэффициента поглощения от энергии поглощаемого кванта света для прямых и непрямых оптических переходов в области края поглощения позволят получить важную информацию о зонной структуре полупроводника из измерений оптических постоянных. Имея экспериментально полученную зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ в области края поглощения, можно установить тип оптических переходов и минимальный энергетический зазор между зонами проводимости и валентной зоной, отвечающий данному типу переходов (т.е. ΔE или $\Delta E_0 = \Delta E(0)$, рис. 2.3.1). Действительно, в спектральной области, отвечающей прямым оптическим переходам $\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - \Delta E_0)^{1/2}$, а в области непрямых оптических переходов (пренебрегая $E_\phi \ll \Delta E$, что справедливо для большинства типичных полупроводников) $\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - \Delta E)^2$. Следовательно, представив экспериментальные точки в координатах $\alpha^2 \sim \hbar\omega$ и $\alpha^{1/2} \sim \hbar\omega$, можно установить тип оптических переходов и, экстраполируя прямую к $\alpha(\hbar\omega) = 0$ (выбрав ту, на которую лучше ложатся экспериментальные точки), можно, применяя метод наименьших квадратов, получить значение ΔE_0 (либо ΔE). Если край поглощения определяется непрямими переходами, при достаточно точных экспериментальных измерениях может быть определена и энергия фононов, участвующих в оптических переходах. Зависимость $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$ в этом случае представляется в виде двух отрезков (рис. 2.4.1), экстраполяция которых к $\alpha = 0$ дает $(\Delta E - E_\phi)$ и $(\Delta E + E_\phi)$, что позволяет определить ΔE и E_ϕ . Формула (2.3.10) описывает температурную зависимость коэффициента поглощения. При понижении температуры уменьшается число фононов, поэтому вероятность их участия в оптическом переходе тоже уменьшается, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$,

$$\alpha_a^{1/2}(\hbar\omega) \sim \frac{(\hbar\omega - \Delta E - E_\phi)}{[\exp(E_\phi/kT) - 1]^{1/2}} \sim \exp\left(-\frac{E_\phi}{2kT}\right).$$

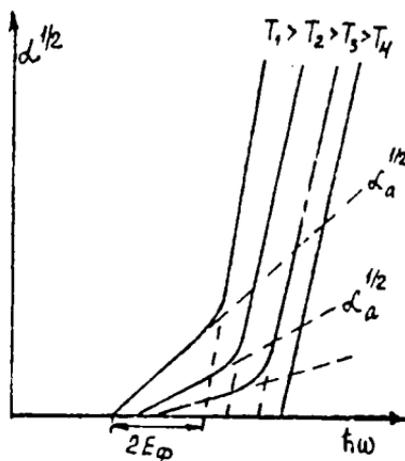


Рис. 2.4.1. Зависимость $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$ при различных температурах. Пунктиром показаны зависимости $\alpha_a^{1/2}$ и $\alpha_e^{1/2}$, сплошные кривые соответствуют $\alpha^{1/2} = \alpha_a^{1/2} + \alpha_e^{1/2}$

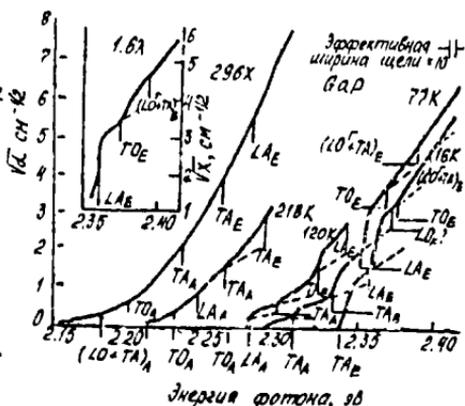


Рис. 2.4.2. Зависимость $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$ при различных температурах чистого фосфида галлия

В связи с этим при понижении температуры изменяется наклон первого отрезка низкоэнергетической части зависимости $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$ (рис. 2.4.1). Как отмечено выше, в непрямых оптических переходах возможно участие нескольких типов фононов, что экспериментально проявляется в наличии большего чем два прямолинейных участка на краю зависимости $\alpha(\hbar\omega)$ (рис. 2.4.2).

2.5. Влияние температуры и давления на положение края основного оптического поглощения

Как показано выше, спектральное положение края поглощения определяется шириной запрещенной зоны исследуемого полупроводника. Поэтому ясно, что все внешние воздействия, изменяющие ширину запрещенной зоны (температура, давление, сильные электрические и магнитные поля и даже примеси), вызывают и смещение края основного оптического поглощения.

В данном параграфе в качестве таких внешних воздействий рассматриваются температура и давление. При повышении темпера-

туры (и давления) происходят изменения расстояния между атомами и потенциальной энергии частиц кристалла, что приводит к изменению энергетического спектра электронов кристалла и его зонной структуры. Следует отметить, что изменение энергетического спектра электронов кристалла при изменении расстояния между атомами не является однозначным, т.к. характер этого изменения зависит от конкретной структуры кристалла, величины и характера взаимодействия частиц и для разных энергетических уровней (различных ветвей зон) различен. Потому изменение ширины запрещенной зоны полупроводника вследствие рассматриваемой причины (изменения расстояния между атомами (r)) для разных полупроводников различно, что показано на рис.2.5.1.

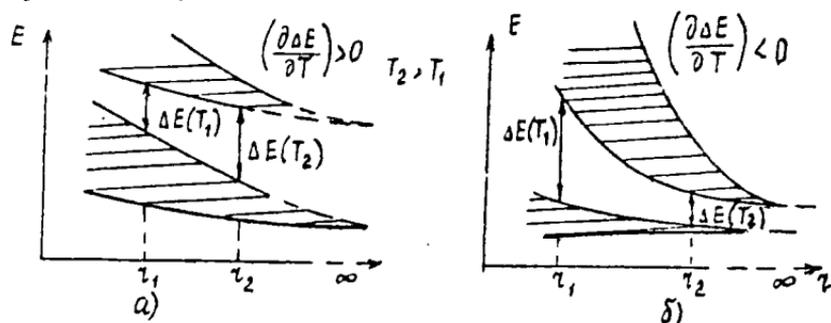


Рис. 2.5.1. Изменение ширины запрещенной зоны с изменением расстояния между атомами в разных полупроводниках

С повышением температуры изменяются не только расстояние между атомами, но и амплитуды их тепловых колебаний, а также величина электрон-фононного взаимодействия. Это, как отмечено выше, тоже влияет на энергетический спектр и, следовательно, на температурную зависимость ширины запрещенной зоны. Общий характер зависимости ширины запрещенной зоны от температуры сложен. Однако для многих полупроводников справедлива следующая эмпирическая формула:

$$\Delta E(T) = \Delta E(0) + \frac{\alpha T^2}{\theta + T}, \quad (2.5.1)$$

где θ - температура Дебая; α - эмпирический параметр, различный для разных полупроводников. Только при высоких температурах ($T \gg \theta$) зависимость ширины запрещенной зоны от температуры является линейной

$$\Delta E(T) = \Delta E(0) + \alpha T. \quad (2.5.2)$$

Температура Дебая для элементарных полупроводников Ge, Si и соединений $A^{III}B^V$ близка к $\theta \approx 300 \text{ K}$, а коэффициент $\alpha < 0$ и близок к величине $(3 - 5) \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \cdot \text{K}^{-1}$. Однако для сульфидов и селенидов свинца $\alpha > 0$.

В соответствии с рассмотренной зависимостью ширины запрещенной зоны полупроводника от температуры наблюдается смещение края основного оптического поглощения при изменении температуры кристалла. Для германия (рис. 2.5.2), кремния при повышении температуры край основного оптического поглощения смещается в длинноволновую область.

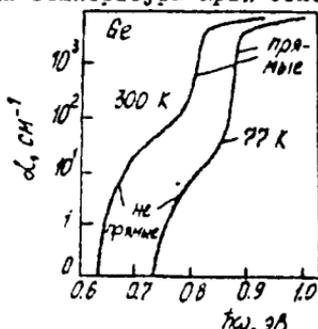


Рис. 2.5.2. Край поглощения германия при различных температурах

Необходимо учесть, что от P зависит не только величина, но и знак коэффициента $\chi(P)$, учитывающего изменение ΔE с давлением. Для большинства исследованных полупроводников зависимость $\Delta E(P)$ представляется кривой с максимумом. Сложную зависимость ширины запрещенной зоны от давления можно наглядно объяснить на примере германия. Зона проводимости германия состоит из трех подзон, каждая из которых имеет минимум, расположенный в разных точках зоны Бриллюэна. Главным абсолютным минимумом при равновесных условиях является L -минимум, в то же время Γ - и X -минимумы расположены выше по шкале энергий (рис. 2.5.3). При всестороннем давлении происходит деформация зонной структуры германия, изменяются ветви $E(\vec{k})$ и энергетические зазоры между ними. Считая неизменным положение потолка валентной зоны, деформацию подзон зоны проводимости можно описать с помощью трех коэффициентов давления: χ_1 характеризует смещение Γ -минимума (относительно E_V), χ_2 - смещение L -миниму-

смещается в длинноволновую область. Ширина запрещенной зоны полупроводника от величины давления зависит еще более сложно, чем от температуры. Если записать зависимость $\Delta E(P)$ в виде, подобном (2.5.1), то

$$\Delta E(P) = \Delta E(0) + \chi P, \quad (2.5.3)$$

Необходимо учесть, что от P зависит не только величина, но и знак коэффициента $\chi(P)$, уч-

на, δ_3 - смещение χ -минимума.

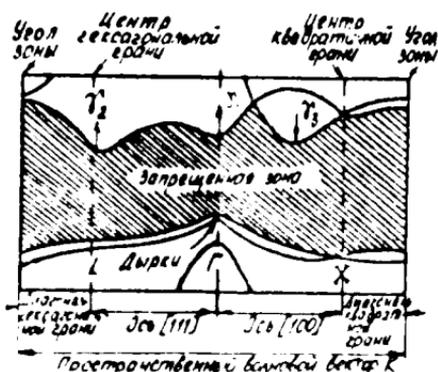


Рис. 2.5.3. Зонная структура германия

сдвигаясь "вверх", не влияет на ΔE . Однако χ -минимум с увеличением давления смещается "вниз", и, следовательно, при определенном значении давления P он может оказаться на одном уровне с L -минимумом. Поэтому дальнейшее увеличение давления приводит к смене главного минимума в германии и уменьшению ширины запрещенной зоны с давлением. На рис. 2.5.4 представлена экспери-

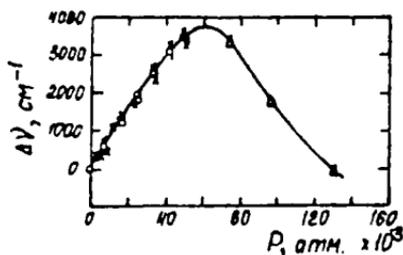


Рис. 2.5.4. Смещение края основного поглощения в Ge в зависимости от давления

ментальная зависимость, характеризующая смещение края основного оптического поглощения в германии с давлением.

Значения этих коэффициентов для германия следующие:

$$\begin{aligned} \chi_1(K=000) &= 12 \cdot 10^{-6} \\ \chi_2(III) &= 5,6 \cdot 10^{-6} \\ \chi_3(100) &= -2 \cdot 10^{-6} \text{ эВ/бар.} \end{aligned}$$

Таким образом, понятно, что при приложении давления L -минимум, определяющий ΔE в равновесных условиях, будет сдвигаться "вверх", обуславливая увеличение ширины запрещенной зоны с увеличением давления. Γ -минимум, с большей скоростью от P

сдвигаясь "вверх", не влияет на ΔE . Однако χ -минимум с увеличением давления смещается "вниз", и, следовательно, при определенном значении давления P он может оказаться на одном уровне с L -минимумом. Поэтому дальнейшее увеличение давления приводит к смене главного минимума в германии и уменьшению ширины запрещенной зоны с давлением. На рис. 2.5.4 представлена экспериментальная зависимость, характеризующая смещение края основного оптического поглощения в германии с давлением.

Согласно теоретическим расчетам общая картина зонной структуры алмазоподобных полупроводниковых соединений группы $A^{\text{IV}}B^{\text{IV}}$ подобна зонной структуре германия и кремния. Зона проводимости также состоит из трех подзон, отличающихся их взаимным расположением. Несмотря на то, что относительное расположение L -, Γ -, χ -минимумов в различных полупроводниках различное, коэффициенты давления, ха-

рактически не изменяются с давлением, располагаются тремя группами, значения величин внутри которых близки к данным, приведенным для германия. На основании этого было сделано предположение, что три подзоны зоны проводимости алмазоподобных полупроводников имеют характеристические коэффициенты давления, не зависящие от природы соединения. Эта гипотеза успешно была использована при интерпретации экспериментальных результатов по смещению края основного оптического поглощения в полупроводниках $A^{IV}B^{IV}$, а также для уточнения взаимного положения минимумов зоны проводимости и при расчете зонной структуры новых синтезированных полупроводников.

2.6. Смещение края основного оптического поглощения в сильном магнитном поле. Магнитоосциллирующее поглощение

При действии на кристалл сильного магнитного поля изменяются волновые функции свободных носителей заряда, связь их энергии с квазиимпульсом и зависимость плотности состояний от энергии. Если рассматривать магнитное поле, направленное по оси Z , то энергия электронов зоны проводимости данного кристалла представляет собой сумму энергий двух видов движения - неизмененного в магнитном поле движения вдоль оси Z и орбитального движения в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, с частотой $\omega_c = q\beta/m_n^*$, называемой циклотронной. Это движение квантовано, т.е. происходит по таким орбитам, при движении электрона по которым $k_x^2 + k_y^2 = (n + 1/2) 2q\beta/\hbar$, где β - величина магнитной индукции, $n = 0, 1, 2, \dots$. Таким образом, для случая изотропной эффективной массы и квадратичного закона дисперсии для энергии электронов зоны проводимости имеет место следующее выражение (при отсчете энергии от дна зоны проводимости):

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n^*} + (n + 1/2) \hbar\omega_c. \quad (2.6.I)$$

Энергия дырок в случае невырожденной валентной зоны описывается

оя подобным же соотношением ($\omega_c^1 = qB/m_p^*$)

$$E_{n'}(k_z) = -\Delta E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_p^*} - (n' + 1/2)\hbar\omega_c^1, \quad n' = 0, 1, 2, \dots \quad (2.6.2)$$

В соответствии с (2.6.1) и (2.6.2) ясно, что в К-пространстве вместо трехмерных зон проводимости и валентной зоны в магнитном поле возникают одномерные (вдоль k_z) подзоны (рис. 2.6.1), получившие название "подзона Ландау". Рассматриваемое изменение энергетического спектра электронов зоны проводимости в магнитном поле следует из теории Л.Д. Ландау, впервые рассмотревшего взаимодействие свободных электронов с магнитным полем и получившего решение уравнения Шредингера для свободных носителей заряда в полупроводниках. При заданных значениях волнового числа k_z (например, при $k_z = 0$) энергетический спектр свободных электронов (и дырок) представляется набором равноотстоящих значений (уровней) с расстоянием между ними, равным $\hbar\omega_c$ ($\hbar\omega_c^1$), называемых "лестницей Ландау".

Рассматриваемое изменение энергетического спектра электронов кристалла имеет место в сильных магнитных полях, называемых квантуемыми. Поле называется квантуемым, если оно превышает критическое $B_{кр}$, которое определяется из условия равенства средней энергии электрона $kT = \hbar\omega_c$,

$$B_{кр} = (kT/q) \cdot m_n^*$$

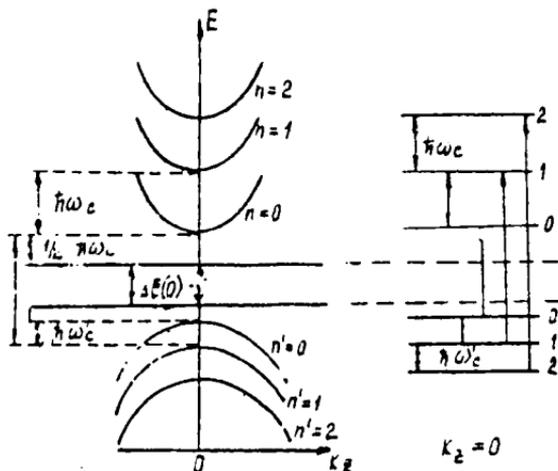
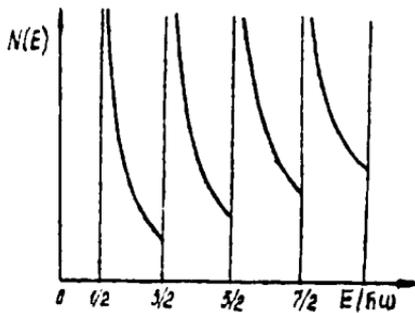


Рис. 2.6.1. Форма энергетических зон в сильном магнитном поле

В квантуемых магнитных полях изменяется также зависимость плотности состояний в зоне проводимости от энергии. на рис. 2.6.2 представлено распределение плотности электронных состояний зоны проводимости для заданного $B > B_{кр}$. В магнитном поле происходит перераспре-



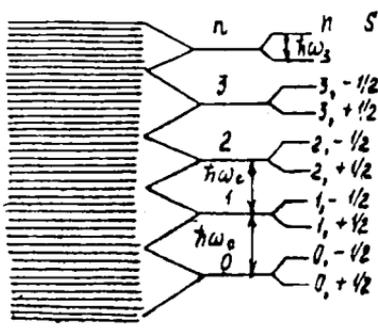
деление состояний зоны проводимости: вблизи "дна" каждой подзоны Ландау плотность состояний резко увеличивается (стремится к бесконечности), уменьшаясь в глубь подзоны. Плотность состояний в магнитном поле представляется осциллирующей функцией с переходом $\hbar\omega_c$

$$N_c(E) = \frac{qB(2m_n^*)^{1/2}}{4\pi^2 \hbar^2} \sum_{n=0}^{\infty} [E - (n+1/2)\hbar\omega_c]^{-1/2} \quad (2.6.3)$$

Рис. 2.6.2. Плотность состояний в магнитном поле

Суммирование проводится по всем подзонам Ландау, а отсчет энергии E ведется от дна подзоны Ландау. Если магнитное поле невелико, то расстояние между уровнями Ландау мало и, заменяя сумму интегралом, получим $N_c(E) \sim E^{1/2}$.

Таким образом, в магнитном поле не происходит изменения общего числа квантовых состояний зоны проводимости, происходит лишь их перераспределение - "стягивание" к дну каждой магнитной подзоны, что наглядно иллюстрирует рис. 2.6.3.



Выражение (2.6.1) не учитывает энергии спинового взаимодействия с магнитным полем. Учет этого взаимодействия приводит к появлению в выражении (2.6.1) еще одного слагаемого $E^{-1/2} \frac{1}{2} g\mu_B$, (где g - фактор спектроскопического расщепления уровня), что отражается на рис. 2.6.3 дополнительным расщеплением уровней Ландау.

Рис. 2.6.3. Стягивание уровней в "лестницу" Ландау и их расщепление из-за спина

Как видно из рис. 2.6.1 - 2.6.3, в магнитном поле дно зоны проводимости смещается "вверх" на величину $\frac{1}{2} \hbar\omega_c$, а

потолок валентной зоны смещается "вниз" на $(I/2)\hbar\omega_c'$, что приводит к увеличению ширины запрещенной зоны на $(I/2)\hbar(\omega_c + \omega_c') = (I/2)(\hbar q B/M^*)$, $1/M^* = 1/m_n^* + 1/m_p^*$. Вследствие этого край основного оптического поглощения в сильных магнитных полях смещается в коротковолновую область. Наиболее значителен этот эффект в полупроводниках с малой эффективной массой носителей заряда, например в InSb (рис. 2.6.4).

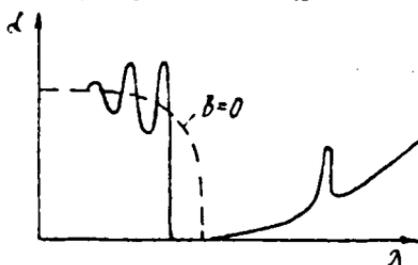


Рис. 2.6.4. Спектр поглощения InSb в магнитном поле (сплошная линия) и при $B=0$ (пунктирная).

Однако в сильных магнитных полях наблюдается не только смещение края основного оптического поглощения, но и изменение характера зависимости поглощения за краем (при $\hbar\omega > \Delta E$). Вместо монотонной зависимости поглощения от энергии кванта в данной спектральной области в сильных магнитных полях появляются полосы поглощения, разделенные областями, где поглощение мало. Такой характер спектров поглощения обусловлен появляющейся в магнитных полях периодичностью плотности электронных состояний в валентной зоне и зоне проводимости. Для прямых разрешенных переходов между магнитными подзонами валентной зоны и зоны проводимости коэффициент поглощения имеет вид

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{A\hbar(\omega_c + \omega_c')}{2\omega} \sum_n (\hbar\omega - E_{c,v})^{-1/2}, \quad (2.6.4)$$

где $E_{c,v} = \Delta E + (n+1/2)\hbar(\omega_c + \omega_c') + E^i$. Причем правила отбора для прямых разрешенных межзонных магнитно-оптических переходов ($\Delta K_z = 0$, $\Delta l = 0$) "отбирают" переходы между магнитными подзонами с одинаковыми $n = n'$ (рис. 2.6.1). В соответствии с (2.6.4) при $\hbar\omega = E_{c,v}$ величина $\alpha \rightarrow \infty$. В реальных условиях для данных частот имеют место максимумы поглощения (минимумы прозрачности T). Осцилляции поглощения (осциллирующее магнитопоглощение) наблюдались в Ge (рис. 2.6.5), InSb и других полупроводниках, помещенных в квантующие магнитные поля. Как видно из рис. 2.6.5, положения максимумов поглощения (и минимумов про-

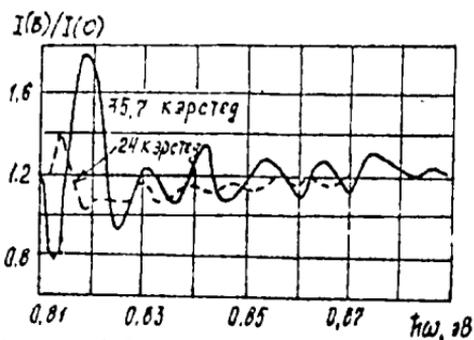


Рис. 2.6.5. Влияние магнитного поля на поглощение в основной полосе германия. $I(B)$ и $I(0)$ - интенсивности прошедшего света в присутствии магнитного поля и без него

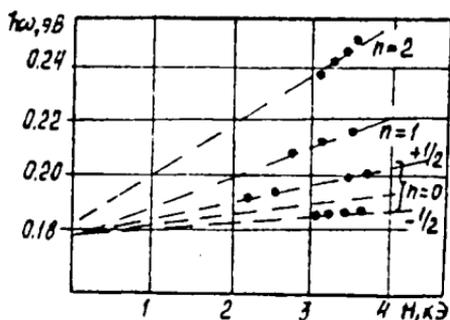


Рис. 2.6.6. Зависимость от B положений максимумов в спектре пропускания $InSb$ при 300 К

m_n^* ($k=0$) из других измерений невозможно, так как в равновесном состоянии в Ge все электроны находятся в более низком L -минимуме.

При сильной спин-орбитальной связи может стать заметным спин-орбитальное расщепление нижних уровней Ландау. Если при этом эффективная масса одних носителей значительно превосходит эффективную массу других (например, $m_p^* \gg m_n^*$), следует ожидать

пускания) зависят от величины магнитной индукции, смещаясь в сторону больших энергий с увеличением B . Если построить зависимости энергии различных минимумов в спектрах поглощения полупроводника от величины магнитной индукции, то в соответствии с (2.6.4) они должны быть линейными (рис. (2.6.6.)) Экстраполируя прямые, проведённые по экспериментальным точкам к $B=0$, можно определить $\Delta E(0)=E_0$. Это один из наиболее точных методов определения зазора ΔE . По наклону прямых можно определить приведенную эффективную массу. Тогда, зная эффективную массу одного из носителей (например, m_n^*), можно определить эффективную массу второго носителя (m_p^*). Таким образом, впервые была определена m_n^* в германии в состоянии $K=0$ по известной m_p^* и величине M^* , определенной по осцилляциям магнитопоглощения. Определение

заметного расщепления уровней Ландау лишь для электронов. Переходы электронов с первого уровня Ландау валентной зоны на расщепленный (на два подуровня) самый нижний уровень Ландау ($n=0$) зоны проводимости дают два пика поглощения. Две нижние прямые на рис. 2.6.6 как раз и отвечают данным переходам. По наклону этих прямых был определен g -фактор электронов в антимониде индия. Таким образом, изучение основного оптического поглощения полупроводника в магнитном поле дает возможность получить важную информацию о его зонной структуре.

2.7. Влияние сильного электрического поля на собственное поглощение. Эффект Келдыша-Франца

В сильных электрических полях изменяется энергетический спектр и волновые функции электронов кристалла. Если кристалл помещен в постоянное однородное электрическое поле с напряженностью \vec{E}_x , направленное вдоль оси X , то к потенциальной энергии электронов в поле кристаллической решетки добавляется слагаемое, учитывающее потенциальную энергию электрона во внешнем электрическом поле ($-qE_x$). Собственные значения энергии электронов в этом случае имеют вид $E_n = E_n(\vec{k}) + qE_x \cdot x$. Зоны разрешенных энергий, оставаясь практически неизменными по форме, в координатах (E, x) должны испытать наклон (как показано на рис. 2.7.I).

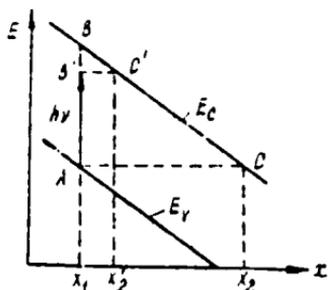


Рис. 2.7.I. наклон зон в сильном электрическом поле

Волновые функции, оставаясь периодическими в пределах разрешенной зоны, экспоненциально спадают с координатой в глубь запрещенной зоны, определяя уменьшающуюся (но не равную нулю) вероятность нахождения электрона в пределах запрещенной зоны. Как видно из рисунка, электроны в разных точках кристалла могут иметь одно и то же значение энергии в валентной зоне и зоне проводимости. Например, электрон с энергией E_1 находится на границе

валентной зоны (при $x = x_1$). В зоне проводимости такому значению энергии отвечает точка $x = x_2$. Так как волновая функция электрона в пределах запрещенной зоны в электрическом поле не равна нулю, то существует отличная от нуля вероятность перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Это "просачивание" электрона подобно рассматриваемому в квантовой механике туннельному переходу электрона из одной потенциальной ямы в другую сквозь разделяющий их потенциальный барьер.

Изменение в сильных электрических полях энергетического спектра и волновых функций электронов объясняет предсказанный теоретически Келдышем и Францем сдвиг края основного оптического поглощения в длинноволновую сторону. Поглощение кванта света меньше ширины запрещенной зоны отвечает туннельному переходу электрона из валентной зоны в зону проводимости, возможному только в сильных электрических полях, и вероятность которого значительно возрастает при поглощении кванта. Наглядно, значительно упростив рассматриваемый процесс, это можно показать следующим образом. Без поглощения кванта света электрон из валентной зоны в зону проводимости туннелирует через треугольный потенциальный барьер, высота которого равна ΔE , а ширина — d (рис. 2.7.1). При поглощении кванта света туннельный переход связан с преодолением барьера высоты $(\Delta E - \hbar\omega)$, а ширины $d' < d$, в результате чего увеличивается вероятность рассматриваемого процесса. Туннелирование электрона с участием фотона, приводящее к смещению края основного поглощения в сильных электрических полях, называют эффектом Келдыша-Франца. Экспериментально этот эффект впервые был обнаружен В.С. Завиловым и К.И. Брицкиным в кремнии в полях $\sim 10^6$ В см⁻¹, затем этот эффект наблюдался в германии и в арсениде галлия. Как видно из рис. 2.7.1, чем меньше энергия падающего на полупроводник кванта, тем на более далекое расстояние должен туннелировать электрон, что сопровождается быстрым уменьшением вероятности такого перехода. Вероятность туннелирования для треугольного барьера выражается через интегралы Эйри. Для простого случая прямых разрешенных переходов в области энергий кванта, близких к ширине запрещенной зоны, и постоянных однородных полей, используя приближенные выражения интегралов Эйри, получено следующее выра-

жение для коэффициента поглощения:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{AE_1^{3/2}}{\omega(\Delta E - \hbar\omega)} \cdot \exp\left\{-\frac{4}{3}\left(\frac{\Delta E - \hbar\omega}{E_1}\right)^{3/2}\right\} \quad (2.7.1)$$

при $\hbar\omega < \Delta E$, $(\Delta E - \hbar\omega) \gg E_1$,

где
$$E_1 = \left(\frac{q^2 \epsilon_x^2 \hbar^2}{2M_x^*}\right), \quad \frac{1}{M_x^*} = \frac{1}{m_x^*} + \frac{1}{m_{xp}^*}.$$

Таким образом, коэффициент поглощения отличен от нуля при $\hbar\omega < \Delta E$, но быстро убывает в этой спектральной области с увеличением параметра $(\Delta E - \hbar\omega)/E_1$. Из экспериментальных данных по $\alpha(\hbar\omega)$ в сильных электрических полях может быть определено ΔE , причем этот метод может быть применен и к непрямозонным полупроводникам, для которых определяется параметр ΔE_0 . Если ΔE известно, то по данным эксперимента может быть определена приведенная эффективная масса M_0^* . При $\hbar\omega > \Delta E$ аналитическое выражение труднее поддается интерпретации и для прямых разрешенных переходов имеет следующий вид:

$$\alpha(\hbar\omega) = A(\hbar\omega - \Delta E)^{1/2} [1 + G(\hbar\omega, \epsilon_x)], \quad (2.7.2)$$

где функция $G(\hbar\omega, \epsilon_x)$ отражает свойства интегралов Эйри и является осциллирующей функцией от энергии фотона, поскольку в зависимости от частоты излучения электрическое поле периодически либо увеличивает, либо уменьшает коэффициент поглощения. Осцилляции затухают по мере того, как $\hbar\omega$ увеличивается по сравнению с ΔE . С увеличением электрического поля амплитуда и период осцилляций возрастает. Теоретически показано, что для полей порядка $\sim 5 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ период осцилляций составляет около 0,05 эВ, а амплитуда изменения коэффициента α на краю поглощения прямозонного полупроводника составляет примерно 10^3 см⁻¹. Практически же вследствие расхождения носителей затухание осцилляций происходит более быстро, чем предсказано теорией.

Осцилляции поглощения в сильном электрическом поле наблюдались в GaAs. На рис. 2.7.2а пунктиром показано поглощение в отсутствие поля, а сплошной линией – смещенный в электрическом

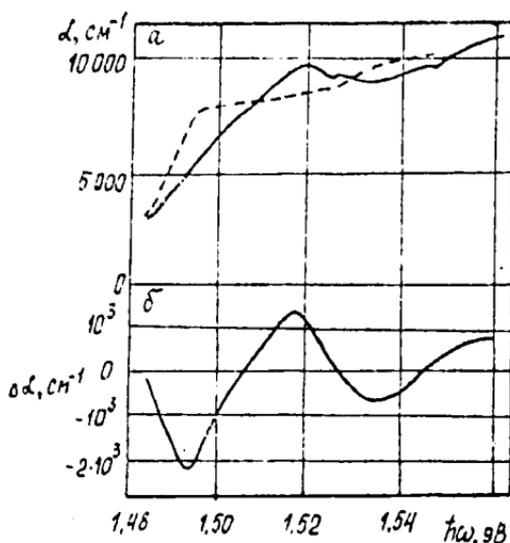


Рис. 2.7.2. Влияние электрического поля на спектр поглощения GaAs при $\mathcal{E} = 4 \cdot 10^4$ В·см⁻¹

поле в длинноволновую сторону экспоненциальный край поглощения и осцилляции коэффициента поглощения при $\hbar\omega \geq \Delta E$. На рис. 2.7.2б показано изменение α , наиболее значительное в области края поглощения и затухающее с увеличением энергии кванта $\hbar\omega$.

Теоретическое рассмотрение влияния электрического поля на непрямые межзонные переходы, идущие с поглощением одного фонона, предсказывают зависимость $\alpha(\hbar\omega, \mathcal{E})$, подобную рассмотренной выше. Однако при учете как поглощения, так и испускания фонона приемная во внима-

ние различные типы фононов, участвующих в процессе поглощения, следует ожидать серии осцилляций, которые приведут к появлению сложной периодической структуры.

В заключение следует отметить, что экспериментальные исследования по сдвигу края поглощения в сильных электрических полях следует проводить не высокоомных материалах, т.к. в этом случае легче наблюдать рассматриваемый эффект, применяя переменные поля и проводя синхронное детектирование сигнала, вызванного прошедшим через образец светом.

ЛИТЕРАТУРА

- Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников.-М.: Наука, 1977. - 366 с.
 Воронцов В. Ф., Хевилл М., Нанаи М. Оптические свойства полупроводников.-Одесса: ОГУ, 1981. - 128 с.
 Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках.-М.: Мир, 1973. - 436 с.

- Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. - М.: Наука, 1977. - 672 с.
- Завилов В.С. Действие излучений на полупроводники. - М.: ФМ, 1963. - 254 с.
- Смит Р. Полупроводники. - М.: Мир, 1982. - 558 с.
- Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. - М.: Наука, 1978. - 328 с.
- Систуль В.И. Введение в физику полупроводников. - М.: Высшая школа, 1975. - 296 с.

Г Л А В А 3

ЭКСИТОННОЕ И ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

3.1. Энергетический спектр и волновые функции связанных и несвязанных экситонных состояний

Идея о возможности возникновения и существования в кристалле связанной электронно-дырочной пары впервые была выдвинута и теоретически исследована Я.И. Френкелем в 1931 году. Связанная электронно-дырочная пара, представляющая собой нейтральную систему, была названа экситоном. Если расстояние между электроном и дыркой сравнимо с постоянной кристаллической решетки, то к такому электрону и дырке неприменимо понятие электронно-дырочной пары, и это образование является возбужденным состоянием атома. Возбужденное состояние может передаваться от атома к атому (посредством квантово-механического резонанса), что означает перемещение экситона по кристаллу. Вследствие нейтральности данной системы перемещение экситона не вызывает протекания тока. Дальнейшее развитие теории рассматриваемой системы привело к представлению о том, что кулоновское взаимодействие может приводить к образованию экситона, состоящего из электрона и дырки, удаленных друг от друга на расстояние в несколько постоянных решетки. Такой экситон был назван экситоном слабой связи или экситоном Ванье-Мотта в отличие от экситона Френкеля, который является экситоном сильной связи. В экситоне Френкеля электрон и дырка, находясь около одного атома, под действием возмущения могут перемещаться к другому атому, что наиболее вероятно в молекулярных кристаллах, где возбуждение ограничивается перераспределением электронов в пределах одной молекулы.

В кристаллах полупроводников наиболее вероятно существование экситонов слабой связи, образованных взаимодействующими друг с другом электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны. Движение такого экситона представляется состоящим из независимых перемещений электрона и дырки, положение которых задается радиусами-векторами \vec{r}_n, \vec{r}_p , а волновые векторы — соответственно \vec{k}_n, \vec{k}_p . С точностью до нормированного множителя волновую функцию

экситона можно представить в следующем виде:

$$\Psi = \exp(i\vec{K}\vec{R}) \cdot \exp(i\vec{k}\vec{r}), \quad (3.1.1)$$

где первый множитель описывает движение экситона в кристалле ("центра" масс системы, т.к. $\vec{K} = -\vec{k}_n + \vec{k}_p$ и $\vec{R} = I/2(\vec{r}_n + \vec{r}_p)$), а второй множитель характеризует движение электрона и дырки друг относительно друга ($\vec{r} = I/2(\vec{r}_n + \vec{r}_p)$, $\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$). (3.1.2)

Энергетический спектр экситонов может быть определен в результате решения уравнения Шредингера для электронно-дырочной пары, связанной кулоновским взаимодействием в среде с макроскопической диэлектрической проницаемостью ϵ , в приближении эффективной массы. Полагая массы взаимодействующих электрона и дырки равными эффективным массам соответствующих свободных носителей у границ зон (в предположении о скалярных эффективных массах), задача об энергетическом спектре экситона сводится к задаче об энергетическом спектре простой водородоподобной системы с приведенной эффективной массой M^* . Уравнение имеет два типа решений, отвечающих связанным и несвязанным состояниям электронно-дырочной пары.

Энергетический спектр связанных состояний (при малых значениях K) для прямозонных полупроводников представляется следующим образом:

$$E_n(\vec{K}) = E_c - \frac{E_{ex}(0)}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M}. \quad (3.1.3)$$

В (3.1.3) $E_{ex}(0) = q^4 M^*/2\hbar^2 \epsilon^2 \epsilon^2(r)$ называется экситонной постоянной Ридберга, характеризующей энергию связи экситона $M = m_n^* + m_p^*$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Состояния пар с $n = 1$ является основным состоянием экситона, а $n = 2, 3, \dots$ характеризуют возбужденные состояния экситона. Если пренебречь движением экситона, энергетический спектр связанных экситонных состояний представится набором дискретных уровней, расположенных ниже дна зоны проводимости, самый нижний из которых отвечает основному состоянию экситона. "Расстояния" между уровнями с увеличением n уменьшаются и при $n \rightarrow \infty$ получаем сплошной спектр, отвечающий несвязанным состояниям (рис. 3.1.1а). Учет движения экситона показывает, что каждому значению n соответствует не дискретный уровень, а некоторая область энергий - экситонная зона (рис. 3.1.1б).

Несвязанным экситонным состояниям отвечают значения энергий, попадающие в зону проводимости,

$$E_x(\vec{K}) = E_c +$$

$$\frac{\hbar^2 K^2}{2M^*} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M}. \quad (3.1.4)$$

Таким образом, связанные состояния описывают свободный экситон, а несвязанные

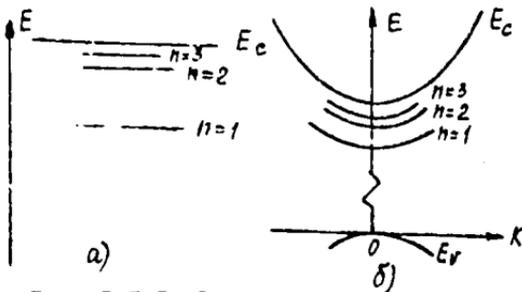


Рис. 3.1.1. Энергетический спектр экситона

состояния экситона описывают свободные носители заряда, связанные друг с другом кулоновским взаимодействием, что существенно изменяет их волновую функцию по сравнению с волновыми функциями свободного электрона и свободной дырки.

Если полупроводник "непрямозонный", то решения для связанных и несвязанных состояний имеют вид

$$E_n(\vec{K}) = E_c(\vec{K}_c) - \frac{E_{ex}(\vec{K}_c)}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M}, \quad (3.1.5)$$

$$E_x(\vec{K}) = E_c(\vec{K}_c) + \frac{\hbar^2 K^2}{2M^*} - \frac{\hbar^2 K^2}{2M}, \quad (3.1.6)$$

где \vec{K}_c - значения волнового вектора электрона, отвечающего главному минимуму зоны проводимости. На рис. 3.1.2 показан энергетический спектр связанных экситонных состояний, отвечающих данному случаю.

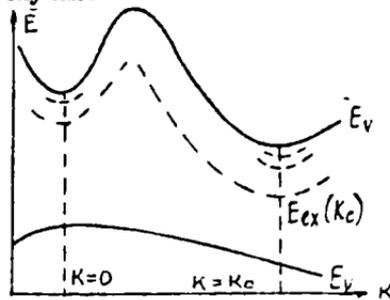


Рис. 3.1.2. Энергетический спектр экситона в непрямозонном полупроводнике

Таким образом, наиболее существенно энергетический спектр электронов идеального кристалла нарушается за счет связанных состояний. Однако наличие несвязанных состояний также необходимо учитывать при рассмотрении процессов поглощения света кристаллом.

3.2. Поглощение, обусловленное образованием экситонов, его влияние на величину и форму края собственного поглощения

Так как связанным экситонным состояниям отвечают разрешенные энергетические состояния в пределах запрещенной зоны, то поглощение, обусловленное переходами в эти состояния, находится в длинноволновой части края собственного оптического поглощения при $\hbar\omega < \Delta E$. При поглощении кванта света экситоны могут образоваться путем прямых и непрямых оптических переход в ("прямые" и "непрямые" экситоны).

I. Прямые переходы. Законы сохранения импульса и энергии имеют соответственно вид: $\vec{K}_\gamma = \vec{K}$, $\hbar\omega = \Delta E - E_n(\vec{K})$,

где $E_n(\vec{K})$ определяется (3.1.3), либо (3.1.5), $\vec{K} = \vec{K}_p - \vec{K}_n$, а \vec{K}_γ - волновой вектор фотона. Так как для рассматриваемого спектрального интервала \vec{K}_γ имеет очень малое значение, то $\vec{K} \approx 0$, ($\vec{K}_n = \vec{K}_p$), что соответствует вертикальному переходу, и набор экситонных зон при обсуждении спектра поглощения можно рассматривать как набор дискретных уровней.

В простейшем случае прямозонного полупроводника спектр экситонного поглощения представляется серией дискретных линий $\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \hbar\omega_3 \dots$ (рис. 3.2.1), которым отвечают коэффициенты поглощения $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots$. Минимальная частота определяется уравнением $\hbar\omega_1 = \Delta E - E_{\text{ex}}(0)$, а граница серии определяется предельной частотой ($\hbar\omega \approx \Delta E$). Интенсивность линий поглощения убывает обратно пропорционально кубу главного квантового числа состояния, на которое осуществляется переход: $\alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 : \dots = 1 : 1/8 : 1/27 : \dots$

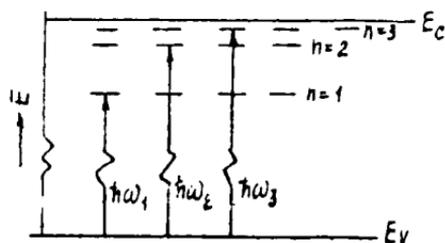


Рис. 3.2.1. Оптические переходы при экситонном поглощении

Энергетическое расстояние между пиками поглощения уменьшается с ростом n также пропорционально n^{-3} : $(\hbar\omega_{n+1} - \hbar\omega_n =$

$$= \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \approx \frac{1}{n^3}),$$

т.е. с увеличением n пики поглощения становятся ниже и менее различимы, образуя квазинепрерывный фон. Эксперименталь-

но в полупроводниках наблюдается не больше одного-двух пиков экситонного поглощения, наиболее четко проявляющихся при низких температурах, т.к. с повышением температуры наблюдается уширение линий поглощения. На рис. 3.2.2 приводится спектр поглощения в арсениде галлия,

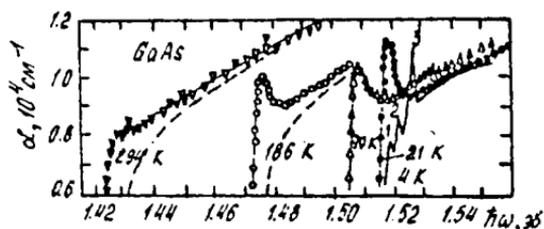


Рис. 3.2.2. Спектр экситонного поглощения в GaAs

полученный на высокоомных образцах GaAs толщиной 6,5 мкм при различных температурах. На основании анализа экспериментальных кривых, содержащих один пик экситонного поглощения, установлено, что энергия связи экситона ($E_{ex}(0)$) с повышением температуры от 10 до 294 К уменьшается от 3,4 до 2,5 мэВ. В спектре экситонного поглощения тонкого образца, напыленного на подложку (сплошная кривая на рис. 3.2.2), наблюдается большее число пиков поглощения, что связывают с деформацией напыленного образца при охлаждении до 4 К.

Прямые экситонные переходы возможны и в непрямозонных полупроводниках, например в германии. Однако поглощение, отвечающее таким переходам, приходится на ту спектральную область, где для данного полупроводника проявляется собственное поглощение, обусловленное непрямыми переходами. Для экспериментального наблюдения экситонного поглощения на фоне большого собственного поглощения образцы необходимо готовить малой толщины. Такие эксперименты для германия толщиной 10 мкм позволили выявить экситонный пик, высоте которого сильно увеличивалась с понижением температуры. Положение этого пика позволило определить энергию основного экситонного состояния в центре зоны Бриллюэна, которая при 20, 77 и 90 К равна $(1,2 \pm 0,1)$ мэВ, уменьшаясь с повышением температуры до $(0,9 \pm 0,1)$ мэВ при комнатной температуре.

2. Непрямые экситонные переходы. При энергиях кванта света, меньших ширины запрещенной зоны, в непрямозонных полупроводниках возможно экситонное поглощение, идущее с участием фононов. Участвующие в процессе поглощения фононы могут иметь произвольный (до некоторой степени) импульс, что определяет возможность перехода электрона в состояние с любой энергией экситонной зоны.

Благодаря этому в спектре проявляется не пик, а ветвь поглощения. Действительно, законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \Delta E - E_n(\vec{k}) \pm E_\varphi; \\ \vec{k} &= \pm \vec{k}_\varphi, \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

где E_φ и \vec{k}_φ — соответственно энергия и импульс участвующего в процессе фонона, знак \pm , как и ранее, учитывает, что процессы могут идти как с испусканием, так и с поглощением фононов, а $E_n(\vec{k})$ задается формулой (3.1.5). Каждому значению n в экситонном спектре, идущему с участием фонона, отвечают две ступеньки. Так как с увеличением n интенсивность поглощения убывает, практически в спектре поглощения экситонов наблюдаются ступеньки, отвечающие $n = 1$. Длинноволновая граница их отстает друг от друга на величину $\approx E_\varphi$, а середина расстояния между ними отвечает энергии $\Delta E = E_{ex}(\vec{k}_c)$.

Наличие связанных экситонных состояний существенно изменяет длинноволновую границу собственного поглощения, обуславливая поглощение при $\hbar\omega < \Delta E$. Несвязанные экситонные состояния также дают вклад в поглощение. В соответствии с энергетическим спектром несвязанных состояний они проявляются в области собственного поглощения, увеличивая его. Кулоновское притяжение между возбужденными носителями влияет на оптические переходы между зонами. Наиболее значительно изменяется коэффициент поглощения за счет несвязанных экситонных состояний в области энергий $\hbar\omega = \Delta E$; т.к. поглощение начинается не с нулевого значения α (как в случае межзонного перехода без учета кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой) и возрастает с ростом $\hbar\omega$ по закону $\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega) \cdot \exp \frac{z}{shz}$, где $\alpha_0(\hbar\omega)$ — коэффициент поглощения без учета взаимодействия электрона и дырки, $z = \pi(E_{ex}/(\hbar\omega - E_{ex}))^{1/2}$. При $\hbar\omega \gg \Delta E$ получаем $\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega)$, но даже в области, где $(\hbar\omega - \Delta E) = 100 E_{ex}$ $\alpha(\hbar\omega)$ превышает $\alpha_0(\hbar\omega)$ на 35 %.

Таким образом, образование экситонов существенно изменяет край основного оптического поглощения, сдвигая его в область более длинных волн и изменяя характер зависимости от частоты и величину коэффициента поглощения по сравнению с идеальным кристаллом.

На рис. 3.2.2 пунктиром представлены теоретические зависимости $\alpha_0(\hbar\omega)$, что хорошо иллюстрирует влияние экситонов на край основного поглощения.

В заключение следует отметить, что кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой может быть экранировано благодаря присутствию других носителей, когда длина экранирования становится сравнимой с расстоянием между электроном и дыркой, образующими экситон, экситонные эффекты сильно ослабляются и при достаточно больших концентрациях экситонные состояния перестают существовать.

3.3. Изменение энергетического спектра электронов кристалла при введении примеси

Примеси и дефекты структуры, в том или ином количестве всегда присутствующие в кристаллах полупроводников, существенно изменяют энергетический спектр электронов идеального кристалла. Это обусловлено нарушениями периодичности потенциального поля, механическими напряжениями в кристаллической решетке в местах нахождения "чужих" атомов, сильными локальными электрическими полями вблизи ионизованных примесных центров. Расчет энергетического спектра электронов кристалла, содержащего примесные центры, является одной из важнейших задач электронной теории реального твердого тела. Для решения этой задачи используется уравнение Шредингера, в котором потенциальную энергию электрона представляют в виде суммы двух членов $V(\vec{r}) + dV(\vec{r})$, первый из которых описывает потенциальную энергию электрона в идеальном кристалле, второй представляет собой неперIODическую функцию, описывающую взаимодействие электрона с примесным центром. Если функция $dV(\vec{r})$ плавно изменяется с расстоянием, оставаясь практически постоянной на протяжении постоянной решетки, для решения уравнения Шредингера применяется приближенный метод эффективной массы, позволяющий свести уравнение Шредингера с потенциалом вида $V(\vec{r}) + dV(\vec{r})$ к более простому виду, содержащему только $dV(\vec{r})$. Учет периодического потенциала $V(\vec{r})$ осуществляется введением в оператор кинетической энергии эффективной массы вместо массы свободного электрона.

Вблизи дна невырожденной зоны волновая функция электрона, движущегося в рассматриваемом потенциальном поле, представляется в виде $\Psi(\vec{r}) = \xi(\vec{r}) \Psi_c(\vec{r})$, где $\Psi_c(\vec{r})$ - нормированная функция Блоха, соответствующая дну зоны проводимости, $\xi(\vec{r})$ - "сглаженная" волновая функция, вид которой можно установить, подставив $\Psi(\vec{r})$ в уравнение Шредингера. Точный вид функции $dV(\vec{r})$ зависит от химической природы центра и в общем случае его трудно определить.

Наиболее просто рассчитывается энергетический спектр электронов однозарядных примесных центров, которым отвечают дискретные энергетические уровни в запрещенной зоне, расположенные вблизи разрешенных зон. Такие уровни и примеси называют мелкими, они возникают, например, в германии и кремнии при введении в них в качестве примеси атомов элементов III и V группы периодической таблицы. В этом случае электрон взаимодействует с атомным остатком донора - однократно положительно заряженным ионом (или дырка взаимодействует с отрицательно заряженным ионом акцептора), причем расстояние r между взаимодействующими частицами значительно превосходит размер атомного остатка. В рассматриваемой модели конкретный вид распределения заряда в атомном остатке не имеет значения, энергия взаимодействия определяется законом Кулона для точечных зарядов в среде с макроскопической диэлектрической проницаемостью ϵ : $dV(\vec{r}) = -q^2/\epsilon_0 \epsilon r$.

Конкретный расчет особенно прост для случая изотропной эффективной массы. Анализ решения уравнения Шредингера для рассматриваемой модели примесного центра показывает, что имеются два участка спектра, соответствующие положительному и отрицательному знаку энергии. Для $E > 0$ спектр энергии непрерывен. $\xi(\vec{r})$ является кулоновской волновой функцией и отражает влияние примеси на движение свободных носителей заряда, поскольку данная область спектра соответствует зоне проводимости (волновые функции электронов идеального кристалла для данных состояний представляют собой плоские волны). Спектр в области $E < 0$ дискретен и задается выражением $E_n = -E_D/n^2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. При отсчете энергии от дна зоны проводимости энергия ионизации составляет $E_D = m^* q^4 / 2 \epsilon^2 \hbar^2 \epsilon_0^2$.

Главному квантовому числу $n = 1$ отвечает основное состояние примесного центра, самый низкий уровень, расположенный ниже дна

зоны проводимости на величину E_D , представляющую собой энергию ионизации данного примесного центра. Состояния с $n = 2, 3, \dots$ - возбужденные состояния примесного центра. Функция $\chi(\vec{r})$ для основного состояния имеет вид $\chi(\vec{r}) = (\pi a_B)^{-3/2} \exp(-r/a_B)$, где $a_B = \epsilon_0 \epsilon \hbar^2 / m_n^* q^2$, и носит название боровского радиуса, определяя наиболее вероятное расстояние между атомом примеси и электроном, то есть "радиус орбиты" электрона примесного центра. Для состояний с большим n "радиус орбиты" возрастает пропорционально n . Дискретные энергетические уровни, отвечающие основному и возбужденным состояниям, располагаются в запрещенной зоне (рис. 3.3.1) и называются локальными, что обусловлено локализацией электрона

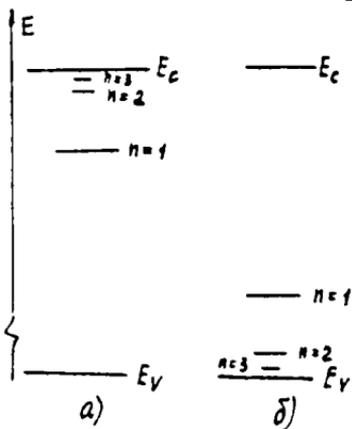


Рис. 3.3.1

около примесного атома, следующей из вида волновой функции.

Энергетический спектр акцепторного примесного центра дается выражением $E_n = E_V + E_A/n^2$, где $n = 1, 2, \dots$, а энергия ионизации центра $E_A = m_p^* q^4 / 2\epsilon_0^2 \epsilon^2 \hbar^2$. Уровни располагаются в запрещенной зоне, вблизи потолка валентной зоны (рис. 3.3.1б).

Рассмотренная теория, основывающаяся на водородной модели примесного центра, не учитывает взаимодействия электрона примесного центра с другими примесными атомами. Увеличение концентрации примеси ведет к увеличению вероятности такого неучтенного взаимодействия, что приводит к сдвигу и расщеплению уровней, появлению примесной зоны разрешенных состояний.

В полупроводниковых кристаллах существуют и многозарядные примесные центры. В германии и кремнии многозарядными центрами являются, например, атомы золота, меди, серебра. Расчет энергетического спектра электронов таких примесных центров значительно сложнее рассмотренного. С каждым атомом данного сорта связано появление в запрещенной зоне нескольких (различных по энергетическому положению) уровней, среди которых могут быть и "глубокие". "Глубокие" уровни создают в полупроводниках ионы редкоземельных

элементов и переходных металлов. Такие примесные центры не могут быть описаны водородоподобной моделью. Энергетическое положение соответствующих локальных уровней в запрещенной зоне экспериментально определяется из результатов электрофизических, оптических и фотоэлектрических исследований.

Для изготовления многих полупроводниковых приборов необходимо легирование полупроводника одновременно донорной и акцепторной примесью. Ионизованные доноры и акцепторы взаимодействуют друг с другом, образуя донорно-акцепторные комплексы, что ведет к изменению многих физико-химических характеристик примесных центров: изменяется растворимость примесей (например, растворимость доноров в присутствии акцепторов), коэффициенты диффузии примеси. Образование донорно-акцепторных комплексов экспериментально подтверждается и изменением подвижности свободных носителей заряда. Кулоновское взаимодействие в комплексе вызывает уменьшение энергии ионизации донора и акцептора на величину $q^2/\epsilon\tau$, где τ - расстояние между донором и акцептором, образующими комплекс. Так как это расстояние для различных комплексов разное, в запрещенной зоне появляется набор уровней, энергетический зазор между которыми E_{D-A} можно представить следующим образом:

$$E_{D-A} = \Delta E - E_D - E_A + q^2/\epsilon\tau.$$

3.4. Поглощение при возбуждении и ионизации мелких примесных центров

Кванты света могут взаимодействовать с примесными центрами, либо изменяя энергию их электронов, либо увеличивая колебательную энергию атома. Поглощение света колеблющимися примесными атомами проявляется в виде узких характеристических пиков поглощения в инфракрасной области спектра. Поглощение происходит при совпадении частоты фотона с частотой собственных колебаний примесного атома. Для каждого типа примеси в данном полупроводнике характерен свой вид спектра собственных колебаний, поэтому исследование такого поглощения света является одним из важных приемов экспериментального обнаружения и идентификации примесей в полупроводниках.

Типичным примером является изменение спектров при введении примеси кислорода в германии и кремнии. При этом в спектре поглощения появляются пики, обусловленные возбуждением колебаний связей Ge - O или Si - O. Наиболее интенсивная полоса, отвечающая данному механизму поглощения, обнаруживается в спектре германия на длине волны 11,7 мкм и в спектре кремния при 9,1 мкм.

Данный параграф основное внимание уделяет поглощению света, при котором изменяется электронное состояние примесного центра. Как отмечено ранее, наиболее просто решается задача об энергетическом спектре электронов мелких примесных центров, описываемых в рамках водородоподобной модели. Радиус локализации электрона в примесном центре определяется боровским радиусом a_B , который увеличивается с ростом главного квантового числа n . Из принципа неопределенности $\Delta(\hbar\vec{k})a_B \approx \hbar$ следует, что область локализации основного примесного состояния в K -пространстве равна $\Delta K = 1/a_B$. Следовательно, протяженность локального уровня в K -пространстве, определяясь боровским радиусом, уменьшается с увеличением n (рис. 3.4.1). Энергия ионизации типичных доноров и акцепторов (E_D, E_A) невелика.

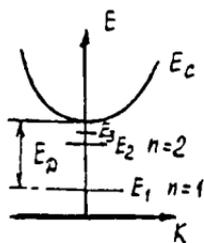


Рис. 3.4.1. Уровни энергии донорного центра

Например, в германии она порядка 0,01 эВ, в кремнии - 0,05 эВ. Для экспериментального наблюдения спектров поглощения, обусловленных возбуждением и ионизацией примесных центров, полупроводник должен быть охлажден до низких температур ($T \approx (4 - 20)K$). Спектр возбуждения наблюдается при переходах электронов между основным ($n = 1$) и возбужденными ($n = 2, 3, \dots$) состояниями. Эти переходы называются внутрицентровыми, их главная отличительная черта - резонансный характер поглощения. Поглощение имеет место только при условии $\hbar\omega = E_n - E_1$ и проявляется в виде узких пиков на кривой поглощения при $\hbar\omega < E_D$. При увеличении n состояния приближаются к зоне проводимости и спектр возбуждения сливается со спектром фотоионизации примесного центра. Форма спектра поглощения, обусловленного ионизацией типичного донорного центра, описывается формулой следующего вида ($c = \text{const}$):

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{N_D}{\hbar\omega} \cdot \frac{(\hbar\omega - E_D)}{[c + (\hbar\omega - E_D)]^4} \quad (3.4.1)$$

Учет взаимодействия электрона в конечном состоянии с ионизованным донорным центром приводит к выражению (3.4.1), которое хорошо описывает экспериментально наблюдаемые спектры фотоионизации примесного центра: $\alpha(\hbar\omega)$ увеличивается с ростом частоты, а при $\hbar\omega > E_D$ $\alpha(\hbar\omega)$ уменьшается. Таким образом, спектр поглощения представляется кривой с максимумом, причем максимум поглощения приходится на энергию, несколько превышающую E_D ,

$$(\hbar\omega)_{\max} \approx E_D + \epsilon_j = E_D + \frac{\hbar^2}{2m_n^* a_B^2} \quad (3.4.2)$$

Типичные спектры поглощения мелкими примесными центрами приведены на рис. 3.4.2, на котором представлен спектр поглощения в кристалле кремния, содержащем примесь мышьяка, при температуре около 4 К. На рис. 3.4.3 показан спектр поглощения кремния, легированного бором. Аналогичные спектры получены и для других примесных центров рассматриваемого типа. Характерным для них является наличие четко выраженной системы полос, соответствующих возбужденным состояниям. Следует отметить различие в величинах энергий этих полос поглощения для различных примесных центров в одном полупроводнике.

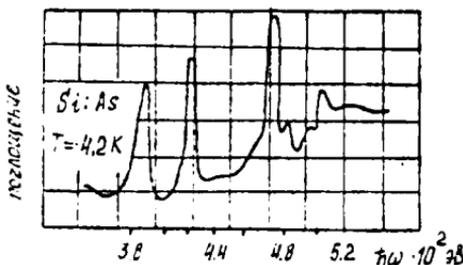


Рис. 3.4.2. Спектр поглощения кремния с мышьяком

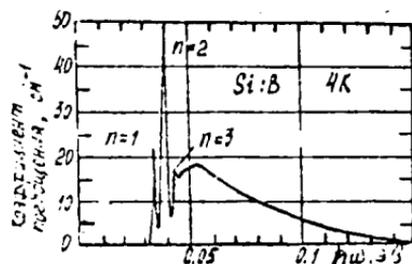


Рис. 3.4.3. Спектр поглощения кремния с бором

Экспериментальные спектры возбуждения и ионизации различных примесных центров в данном полупроводнике, подтверждающая качественно рассмотренную ранее теорию, указывает на несовершенство простой водородоподобной модели, не учитывающей особенности химической природы примесного цент-

ра. Действительно, в формулах (3.4.1), (3.4.2) величинами эффективных масс носителей заряда и диэлектрической проницаемости описывается лишь химическая природа полупроводника, в который вводится примесь, параметры примесных центров в формулы не входят. Точно так же в рамках рассмотренной теории различие между энергетическим спектром акцепторов и доноров в одном и том же полупроводнике определяется только величинами эффективных масс. Однако нет прямого соответствия экспериментальных спектров мелких доноров и мелких акцепторов. Эти расхождения прежде всего следует объяснять упрощенной формой потенциального поля вблизи примесного центра, используемой в теории. Тем не менее, теория позволяет идентифицировать спектральные полосы поглощения, связанные с возбужденными состояниями, и вычислять различие в энергиях между этими состояниями. Из рассмотренных спектров с большой точностью определяется и энергия ионизации примесного центра (E_D, E_A)

Для состояний неводородоподобных примесей строгая теория отсутствует. Поэтому количественное описание спектра поглощения для этого случая затруднено. Многие экспериментальные спектры хорошо описываются формулами Луковского, полученными в приближении δ -образного потенциала примесного центра. Для случая перехода электрона из валентной зоны на локальный центр коэффициент поглощения равен

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \left(\frac{\hbar\omega}{E_1} - 1 \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{\hbar\omega}{E_1} \right)^{-3}, \quad (3.4.3)$$

где E_1 - энергия основного состояния электрона примесного центра. Если поглощение происходит при переходе электрона с центра в зону проводимости, то

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \left(\frac{\hbar\omega}{\Delta E - E_1} - 1 \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\hbar\omega}{\Delta E - E_1} \right)^{-1}. \quad (3.4.4)$$

Изоэлектронные центры, образующиеся в кристаллах в результате замещения атома кристаллической решетки примесным атомом с той же валентностью, что и замещенный атом, способны связывать экситоны. Процесс образования связанного экситона около изоэлектронного центра трактуется следующим образом. В месте расположения в решетке примесного атома образуется сильно локализованный

потенциальная яма, которая может захватить электрон, в результате чего центр приобретает отрицательный заряд. Образующееся электрическое поле притягивает дырку. Две захваченных носителя представляют собой экситон, локализованный около примесного центра. Если такие центры находятся близко друг от друга, они могут образовывать комплекс, которому отвечает новый набор энергетических уровней. Энергия связи экситонов, образованных на таких центрах, зависит от расстояния между центрами. Пары с наименьшим расстоянием обладают наибольшей энергией связи экситона. Спектры поглощения света экситонов, связанных с такими изоэлектронными ловушками, наблюдались экспериментально, например в кристаллах фосфида галлия, легированного азотом.

Вблизи края основного поглощения возможно поглощение света, обусловленное переходом электрона от ионизованного акцептора к ионизованному донору внутри донорно-акцепторной пары. Однако характеристический дискретный участок спектра поглощения донорно-акцепторными парами, соответствующий малым расстояниям между донором и акцептором в паре, сливается с краем основного поглощения, но хорошо обнаруживается при исследовании спектра излучения.

3.5. Поглощение, обусловленное взаимодействием света с ионизованными акцепторами (донорами)

Если мелкий примесный центр ионизован, поглощение света происходит в области спектра, близкой к краю собственного поглощения, при $\hbar\omega \leq \Delta E$. В зависимости от природы примесного центра это поглощение проявляется в виде острого либо широкого пика поглощения, сливающегося с краем поглощения. Различная ширина спектральной области примесного поглощения может быть показана следующим образом. В соответствии с принципом неопределенности волновой вектор электрона примесного центра тождественно равен величине обратного борновского радиуса, следовательно, волновой вектор электрона примесного центра (в основном состоянии) может принимать значения от 0 до a_B^{-1} . На этом основании на зонной диаграмме $E(\vec{k})$ локальный уровень изображают линией, протяженность которой равна a_B^{-1} . Так как величина борновского радиуса

обратно пропорциональна эффективной массе носителя в близлежащей зоне, а $m_p^* > m_n^*$, то боровский радиус для основного состояния акцепторной примеси меньше боровского радиуса электрона в основном состоянии донорной примеси. Длина локального уровня в пространстве волновых векторов, наоборот, больше для основного состояния акцептора, чем донора (рис. 3.5.1).

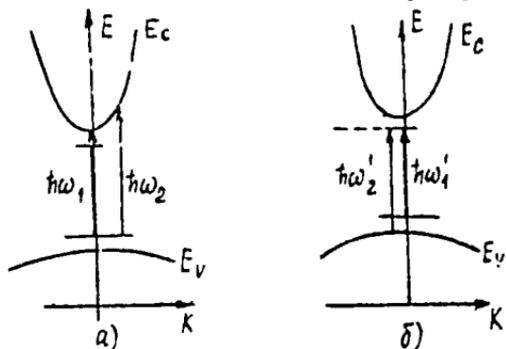


Рис. 3.5.1. Оптические переходы с участием ионизованного акцептора (а) и донора (б)

Кривизна зависимости $E(\vec{k})$ больше для зоны проводимости, ввиду меньшей плотности состояний, пропорциональной эффективной массе соответствующих носителей заряда, чем для валентной зоны. Это также определяет более широкий интервал поглощения ионизованными акцепторами, чем донорами

$$(\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1) > (\hbar\omega_2' - \hbar\omega_1'). \quad (3.5.1)$$

Спектральный интервал поглощения ионизованными акцепторами можно определить следующим образом:

$$(\Delta E - E_A) \leq \hbar\omega \leq \Delta E - E_A + \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_n^*}, \quad (3.5.2)$$

где $k_1 \equiv a_B^{-1}$, $E_A = \frac{m_p^* q^4}{2(\epsilon\epsilon_0)^2 \hbar^2} = \frac{\hbar^2 a_B^{-2}}{2m_p^*} = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_p^*}$.

Так как для основного состояния акцепторного центра $a_B = (\epsilon\epsilon_0)^2 \hbar^2 / m_p^* q^2$.

Тогда соотношение (3.5.2) перепишем в виде

$$\Delta E - E_A \leq \hbar\omega \leq \Delta E + E_A \cdot (m_p^* - m_n^*) / m_n^*. \quad (3.5.3)$$

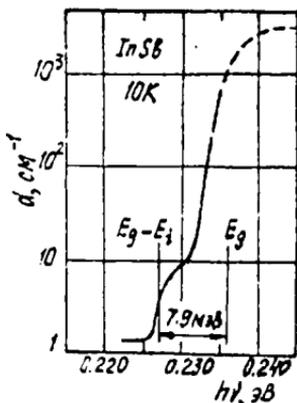
Нетрудно показать, что в случае взаимодействия света с кон-

зованным донорным центром спектральный интервал поглощения определится как

$$\Delta E - E_D \leq \hbar\omega \leq \Delta E - E_D \cdot (m_p^* - m_n^*) m_n^*. \quad (3.5.4)$$

Так как $m_p^* > m_n^*$, а для многих полупроводников $m_p^* \gg m_n^*$ (например, для InSb , $m_n^* = 0,011m_0$, $m_p^* = 0,2m_0$), то дробь в правой части выражения (3.5.3) несколько меньше единицы, а в (3.5.4) может быть значительно больше единицы. Следовательно, спектральный интервал поглощения ионизованным донором составляет часть E_D и проявляется в области $\hbar\omega < \Delta E$. В соответствии с (3.5.3) поглощение света ионизованным акцептором, начинаясь при $\hbar\omega < \Delta E$, простирается в область собственного поглощения больше чем на величину E_A . Вследствие этого поглощение ионизованным акцептором проявляется в виде ступеньки в область края собственного поглощения. На рис. 3.5.2 представлен спектр поглощения антимонида

индия р-типа, на котором ясно видна в длинноволновой части спектра ступенька, обусловленная взаимодействием света с акцепторными центрами. Количественно зависимость коэффициента поглощения света ионизованными акцепторными центрами от энергии излучения представляется следующей формулой:



$$\alpha(\hbar\omega) =$$

Рис. 3.5.2. Спектр поглощения InSb

$$= \frac{A \cdot N_A \cdot (\hbar\omega - \Delta E + E_A)^{1/2}}{\hbar\omega [1 + \exp(E_A - F)/kT]}, \quad (3.5.5)$$

где A — коэффициент, как и для случая собственного поглощения; F — уровень Ферми.

Формула (3.5.5) справедлива для случая простого водородоподобного акцептора и параболической зоны проводимости. При этом предполагалось, что $m_p^* \gg m_n^*$ и уровень Ферми расположен вблизи

E_A . Как видно из (3.5.5), спектр примесного поглощения имеет такую же зависимость от энергии кванта, как и край собственного поглощения, отвечающий прямым межзонным переходам, но сдвинут по шкале энергий в длинноволновую сторону. Коэффициент поглощения α пропорционален концентрации примесных центров N_A и зависит от температуры.

Приведенное рассмотрение справедливо, когда концентрация примесных центров мала, а в запрещенной зоне им отвечают локальные энергетические уровни (не примесная зона).

В реальном кристалле разрешенные зоны могут быть мультиплетными, тогда волновая функция примесного центра зависит от вклада всех ветвей. Это приводит к усложнению структуры полос поглощения.

В непрямозонных полупроводниках рассмотренные переходы невозможны.

3.6. Влияние примесей на собственное поглощение.

Собственное поглощение в сильно легированных полупроводниках

Введение в полупроводник больших концентраций легирующих примесей приводит к изменению заселенности состояний в валентной зоне и зоне проводимости, к изменению энергетического спектра электронов, вследствие образования примесных зон и возможного слияния их с разрешенными зонами. При этом возможны локальные искажения краев разрешенных зон, что соответствует появлению "хвостов" разрешенных состояний в пределах запрещенной зоны. Вследствие этого смещается край основного оптического поглощения и искажается его зависимость от энергии кванта.

1. Типичные доноры и акцепторы ионизируются при низких температурах, обеспечивая появление в соответствующих зонах свободных носителей заряда, т.е. осуществляя заполнение зон. Чем выше концентрация примеси, тем значительнее заполнение "пустых" состояний для кристалла, не содержащего примесей. При малой плотности состояний в зонах проводимости сравнительно небольшой концентрации (10^{16} - 10^{19} см⁻³) примеси достаточно для заполнения нижних состояний соответствующих зон. Например, в вырожденном полупро-

полупроводники n -типа (рис. 3.6.1а) состояния у дна зоны проводимости заполнены электронами, а в вырожденном полупроводнике p -типа (рис. 3.6.1б) состояния около потолка валентной зоны свободны

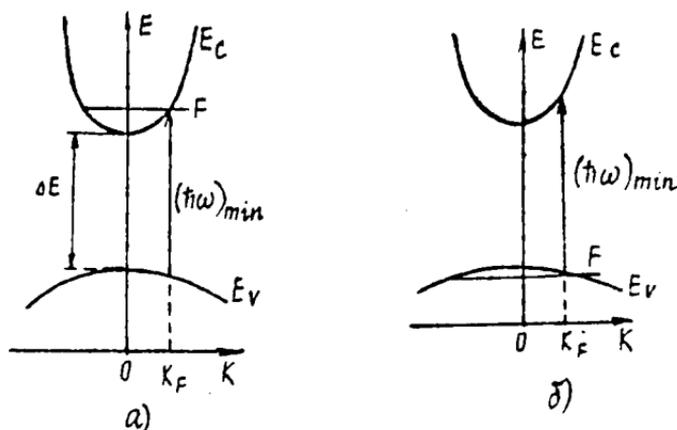


Рис. 3.6.1. Энергетическая структура зон для легированных полупроводников n -типа (а) и p -типа (б) n -проводности

от электронов (заполнены дырки). Как ясно из рисунка, минимальная энергия кванта света, который может быть поглощен таким кристаллом ($\hbar\omega_{\min}$), превосходит ширину запрещенной зоны, что и приводит к смещению края основного поглощения в коротковолновую сторону по сравнению с положением края поглощения в беспримесном кристалле. Это смещение, обусловленное изменением заполнения состояний в разрешенных зонах, получило название смещения или эффекта Бурштейна-Мосса. На рис. 3.6.1 через F обозначена энергия, соответствующая уровню Ферми, K_F — волновой вектор, отвечающий данной энергии. При температуре 0К все состояния, расположенные ниже F , заполнены, поэтому поглощение света возможно для энергий

$$\hbar\omega \geq (\hbar\omega)_{\min} = \Delta E + \frac{\hbar^2 K_F^2}{2m_n^*} + \frac{\hbar^2 K_F^2}{2m_p^*} \quad (3.6.1)$$

При $T > 0\text{K}$ прямые межзонные переходы начнутся при энергиях фотонов несколько меньших, чем $(\hbar\omega)_{\min}$ (примерно на 4 кТ). Вследствие изменения заселенности зон наблюдается уменьшение коэффициента поглощения вблизи его края. Покажем это на примере вырожденного полупроводника n -типа. При вычислении коэффициента поглощения, описывающего прямые межзонные переходы в беспримесном полупроводнике (§ 2.2), используется формула (2.2.1). При этом полагали величину скобки $[f(E_i) - f(E_j)]$ равной единице, т.к. считали $f(E_j) = 0$. Если как и ранее, индексом i обозначать исходное состояние электрона, j - конечное состояние (после поглощения кванта света), а $\alpha(\hbar\omega)$ - коэффициент поглощения света беспримесным полупроводником, то коэффициент поглощения для рассматриваемого вырожденного полупроводника можно представить следующим образом:

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega) [f(E_i) - f(E_j)] = \alpha_0 [1 + \exp(F - E_j)/kT], \quad (3.6.2)$$

т.к. в рассматриваемом случае при $f(E_i) = 1$, $f(E_j) = [1 + \exp \frac{E_j - F}{kT}]^{-1}$.

Например, для энергии $E_j \approx F$, $\alpha = \alpha_0/2$.

Эффект Бурштейна-Мосса экспериментально впервые был обнаружен в электронном антимониде индия, эффективная масса электронов в котором (а следовательно, и плотность состояний в зоне проводимости) мала. При изменении концентрации электронов в образцах от 10^{13} до 10^{19} см $^{-3}$ наблюдалось смещение края поглощения от 7 почти до 2 мкм (рис. 5.6.2).

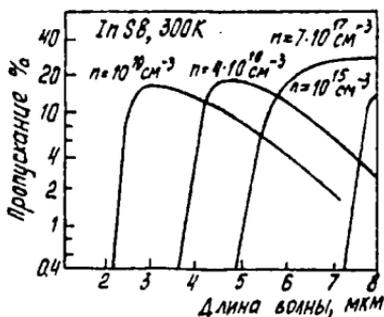


Рис. 5.6.2. Смещение края поглощения в InSb в зависимости от уровня легирования

Так как эффективная масса дырок значительно превышает эффективную массу электронов, эффект Бурштейна-Мосса в материале p -типа проводимости выражен слабее.

2. При увеличении концентрации примеси возрастает концентрация свободных носителей заряда. Учет электрон-электронного рассеяния и

кулоновского взаимодействия приводит к существенным изменениям функции плотности состояний на краях разрешенных зон, которые соответствуют образованию "хвостов" плотности состояний. Это схематически показано на рис. 3.6.3, иллюстрирующем превращение локального примесного уровня (донора) в примесную зону и последующее ее слияние с дном зоны проводимости.

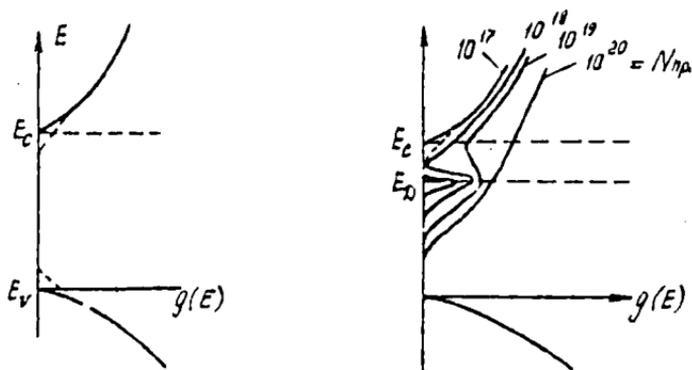


Рис. 3.6.3. Образование хвостов зон

"Хвост" функции плотности состояний энергетически входит в запрещенную зону. Оптические переходы между параболической частью одной зоны и хвостом другой приводят к сдвигу края поглощения в длинноволновую сторону. При $\hbar\omega < \Delta E$ поглощение описывается формулой Урбаха

$$\alpha(\hbar\omega) \sim E_0 \exp[-(\Delta E - \hbar\omega)/E_0], \quad (3.6.3)$$

где E_0 - некоторый параметр с размерностью энергии, характеризующий распределение состояний в "хвосте" зоны

$$N(E_j) = N_c \exp[-(E_c - E_j)/E_0], \quad (3.6.4)$$

где E_c - край зоны проводимости беспримесного кристалла.

В сильно легированных полупроводниках сдвиг края поглощения в длинноволновую сторону можно формально связать с уменьшением ширины запрещенной зоны в сильных электрических полях. Причем показано, что изменение ширины запрещенной зоны δ (ΔE) пропорционально кубическому корню из концентрации примеси: $\delta(\Delta E) \sim N_{\text{пр}}^{-3}$. Смещение края собственного поглощения в длинноволновую сторону экспериментально наблюдалось в образцах легированного германия с концентрацией примеси $N_{\text{пр}} = 10^{13} - 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Анализ этих спектров поглощения германия показывает, что смещение обусловлено рассматриваемым эффектом, т.к. смещение края пропорционально $\sqrt[3]{N_{\text{пр}}}$. При изучении компенсированных образцов германия, содержащих акцепторную (N_A) и донорную (N_D) примеси, смещение края поглощения пропорционально $\sqrt[3]{N_A + N_D}$. Подобные результаты получены и при изучении края поглощения в образцах легированного кремния, причем минимальная концентрация примеси, при которой наблюдается эффект сужения запрещенной зоны, равна 10^{19} см^{-3} .

В сильнолегированных образцах арсенида галлия n-типа наблюдается некоторый сдвиг края поглощения в коротковолновую сторону. Количественный анализ этого сдвига показывает, что смещение края поглощения обусловлено не только эффектом Бурштейна-Мосса, но и сужением запрещенной зоны за счет кулоновского взаимодействия электронов с примесными центрами. Особенно отчетливо это сужение запрещенной зоны проявляется в образцах p-типа, край поглощения в которых сдвинут в длинноволновую сторону, т.к. проникновение уровня Ферми в валентную зону ничтожно мало вследствие большой эффективной массы тяжелых дырок.

3. В компенсированных сильнолегированных полупроводниках возможно смещение края основного поглощения в длинноволновую область по сравнению с положением его в чистом полупроводнике. Смещение дна зоны проводимости в глубь запрещенной зоны при сличении примесной зоны доноров с зоной проводимости еще недостаточно для сдвига края поглощения, т.к. состояния у дна примесной донорной зоны заняты электронами. При введении акцепторной компенсирующей примеси состояния у дна зоны проводимости опустошаются и возможно поглощение кванта света с энергией, отвечающей минимальному энергетическому зазору между дном примесной зоны (оно совпадает сейчас с дном зоны проводимости) и потолком валентной зоны. Последующее увеличение концентрации акцепторной примеси может привести к вырождению валентной зоны и сдвигу края поглощения в

сторону больших энергий. Такое поведение края поглощения экспериментально наблюдалось в образцах арсенида галлия, легированных теллуром при увеличении концентрации компенсирующей акцепторной примеси (цинка).

Таким образом, введение примесей в кристаллы полупроводников вызывает появление примесного поглощения при $\hbar\omega < \Delta E$ и изменяет положение и форму края собственного поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

- Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках.-М.: Мир, 1973. - 456 с.
- Уханов Д.И. Оптические свойства полупроводников.-М.: Наука, 1977. - 366 с.
- Милно А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках.-М.: Мир, 1977. - 564 с.
- Горбачев В.В., Спитина Л.Г. Физика полупроводников и металлов.-М.: Металлургия, 1976. - 368 с.
- Шаямова К.В. Физика полупроводников.-М.: Энергия, 1976. - 416 с.

ГЛАВА 4. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Когда энергия кванта света мала по сравнению с шириной запрещенной зоны, одним из возможных механизмов поглощения света в легированных полупроводниках является поглощение, обусловленное взаимодействием света со свободными носителями заряда. Поглощение света свободными носителями бывает неселективным и селективным. В первом случае имеет место поглощение света в широком спектральном интервале. Линейный коэффициент поглощения при этом монотонно возрастает с увеличением длины волны излучения. Во втором случае излучение поглощается в узких спектральных областях селективно. При неселективном поглощении увеличивается энергия электрона (или дырки) и изменяется его импульс. Носитель после поглощения фотона остается в пределах той же зоны или подзоны, если зона состоит из нескольких подзон. Следовательно, неселективное поглощение света происходит при непрямых оптических переходах. Квази непрерывное изменение энергетических состояний в пределах зоны определяет неселективность данного поглощения (рис. 4.1.1). Селективному поглощению соответствуют оптические переходы между различными подзонами (ветвями) одной зоны.

4.1. Неселективное поглощение света свободными носителями заряда

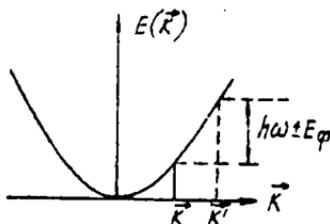


Рис. 4.1.1. Неселективное поглощение света свободными носителями заряда

Неселективное поглощение света свободными носителями, при котором изменяется энергия и импульс носителей заряда, невозможно в идеальном кристалле, не содержащем центров рассеяния свободных носителей заряда. В реальном кристалле всегда имеются дефекты, нарушающие строгую периодичность потенциального поля идеальной кристаллической решетки. Такими дефектами, играющими роль центров рассеяния свободных носителей заряда, являются колеблющиеся атомы решетки, примесные ионы. Под действием электрического поля световой волны носители заряда ускоряются, увеличивается их кинетическая энергия, которая превращается в тепло при взаимодействии свободных носителей заряда с центрами рассе-

яния

яния. Центры рассеяния являются той третьей частицей, участие которой в рассматриваемом взаимодействии электрона с фотоном обеспечивает изменение импульса свободного носителя. При квантово-механическом анализе неселективного поглощения света свободными носителями заряда рассматриваются две стадии процесса поглощения. На первой электрон взаимодействует с фотоном (или с центром рассеяния), на второй — с центром рассеяния (или с фотоном). Полученные результаты при условии, что энергия фотонов много меньше тепловой энергии электронов ($\hbar\omega \ll kT$), в первом приближении совпадают с расчетами классической электронной теории.

Для получения выражения коэффициента поглощения воспользуемся формулами классической теории дисперсии оптических постоянных, приведенными в первой главе (формулы (1.3.5) и (1.3.6)). Рассмотрение проведем в полуклассическом приближении, заменив массу электрона m_k на эффективную массу m_k^* , учитывающую влияние кристаллического поля на поведение электронов в кристалле. Как показано ранее, классическая теория дисперсии оптических постоянных приводит к следующим выражениям:

$$\epsilon^1(\omega) = n^2 - \alpha^2 = 1 + \sum_k \frac{q^2 N_k (\omega_{ок}^2 - \omega^2)}{\epsilon_0 m_k [(\omega_{ок}^2 - \omega^2)^2 + g_k^2 \omega^2]};$$

$$\epsilon^2(\omega) = 2\gamma\alpha = \sum_k \frac{q^2 N_k g_k \omega}{\epsilon_0 m_k [(\omega_{ок}^2 - \omega^2)^2 + g_k^2 \omega^2]}.$$

Каждый член суммы описывает вклад в оптические постоянные различных сортов электронов кристалла. Вклад свободных носителей заряда в оптические постоянные можно получить, выделив член суммы, для которого положим $\omega_{ок} = 0$. Действительно, собственная частота $\omega_{ок}$ связана с константой f_k упругой силы F_k , возвращающей смешанный заряд в положение равновесия следующим соотношением: $\omega_{ок} = (f_k/m_k)^{1/2}$, $F_k = f_k \cdot r$. Пользуясь для свободных электронов $F_k = 0$, формально получаем $\omega_{ок} = 0$.

Обозначив вклад всех связанных электронов кристалла в диэлектрическую проницаемость через ϵ_∞ и в (2.12) через $(2.12)_{св}$, формулы для $\epsilon^1(\omega)$ и $\epsilon^2(\omega)$ перепишем в следующем виде:

$$\epsilon^1(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{n_0 q^2}{\epsilon_0 m_n^* (\omega^2 + g^2)}, \quad (4.1.1)$$

$$\varepsilon''(\omega) = 2n\alpha = (2n\alpha)_{\text{св.з.}} + \frac{q^2 n_0 q}{\varepsilon_0 m_n^* \omega (\omega^2 + q^2)}, \quad (4.1.2)$$

где n_0 — концентрация свободных носителей заряда. Вторые слагаемые выражений (4.1.1.) и (4.1.2) описывают вклад свободных носителей заряда в оптические постоянные кристалла.

Учитывая, что $\alpha = 2\omega\alpha/c$ и выражая из (4.1.2) показатель поглощения, обусловленный свободными носителями, для линейного коэффициента поглощения света свободными носителями заряда получим следующее выражение:

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} \cdot \frac{q^2 n_0 q}{2n\varepsilon_0 m_n^* \omega (\omega^2 + q^2)} = \frac{q^2 n_0}{nc\varepsilon_0 m_n^*} \cdot \frac{q}{(\omega^2 + q^2)}. \quad (4.1.3)$$

Как видно из (4.1.3), при $q \rightarrow \infty$ так же, как и при $q \rightarrow 0$ $\alpha = 0$, что отвечает отсутствию поглощения. Параметр q , являясь коэффициентом затухания, характеризует процесс взаимодействия носителей со средой, т.е. процесс рассеяния энергии свободных носителей заряда. Для выражения q через параметры полупроводника предполагаем, что в течение времени t , на пути, равном длине свободного пробега, носители движутся ускоренно, накапливая кинетическую энергию, которую они теряет полностью при столкновении с центром рассеяния в конце пути. Такое движение можно характеризовать средней скоростью $\bar{v} = \dot{v} \cdot t/2$. Ускорение из уравнения движения выражается в виде $\dot{v} = qE/m_n^*$, следовательно, $\bar{v} = qEt/2m_n^*$. С другой стороны, это же движение электрона можно рассматривать как равномерное, но при наличии тормозящей силы, обусловленной взаимодействием со средой

$$qE - qm_n^* \bar{v} = 0, \quad \bar{v} = qE/qm_n^*.$$

Сравнивая полученное выражение для скорости равномерного движения электрона с выражением средней скорости, получаем, что $q = 2/t$. Т.е. параметр q имеет равномерность частоты и определяется удвоенной частотой столкновений электрона. Так как подвижность носителей заряда μ связана с временем релаксации дрейфовой скорости τ соотношением $\mu_n = q\tau/m_n^*$, то получаем

$$q = 1/\tau = q/m_n^* \mu_n. \quad (4.1.4)$$

Соотношение (4.1.4) устанавливает связь коэффициента затухания с параметрами полупроводника и позволяет вычислить его для оценочных сравнений. Подставляя (4.1.4) в (4.1.3), получим выражение для коэффициента поглощения света свободными носителями

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 n_0 \tau}{m_n^* n c \epsilon_0 (\omega^2 \tau^2 + 1)} \quad (4.1.5)$$

Рассмотренная теория не учитывает, что свободные носители имеют различную энергию. Поэтому в формулу (4.1.5) входит среднее время релаксации (усредненное по энергии). Учет этого обстоятельства требует усреднения по энергиям электронов и в выражении (4.1.5)

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 n_0}{m_n^* n c \epsilon_0} \left\langle \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right\rangle.$$

Проанализируем зависимость коэффициента поглощения света свободными носителями от частоты (длины волны) в следующих крайних случаях.

а) $\omega^2 \tau^2 \ll 1$. Это условие для рассматриваемых полупроводников типа Ge , имеющих $\tau \approx 10^{-13}$ с, отвечает длинам волн порядка 1 см.

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 n_0}{m_n^* \cdot n \cdot c \cdot \epsilon_0} \langle \tau \rangle. \quad (4.1.6)$$

В данном спектральном интервале (длинные волны) α не зависит от частоты и пропорционален проводимости: $\alpha \approx q n_0 \mu_n / n c \epsilon_0$ (рис. 4.1.2).

б) Если $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ (короткие длины волн порядка 20 мкм),

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 n_0}{m_n^* n c \epsilon_0 \omega^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle. \quad (4.1.7)$$

Из (4.1.7) без учета зависимости τ (E) следует, что $\alpha \sim \lambda^2$.

В данном спектральном интервале энергия поглощаемого кванта велика ($\omega^2 \tau^2 \gg 1$), поэтому необходимо учитывать зависимость времени релаксации от энергии носителей. Последняя существенным образом определяется механизмом рассеяния свободных носителей заряда. При этих длинах волн изменение квазиимпульса свободного электрона при поглощении кванта света может быть настолько большим, что выполнение закона сохранения импульса возможно лишь при участии в процессе взаимодействия центра рассеяния. Учитывая на-

более важные механизмы рассеяния и считая их вклад в рассеяние аддитивным, можно записать:

$$\left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{ак}} + \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{опт}} + \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{ион}} \quad (4.1.8)$$

В (4.1.8) индексы ак, опт, ион отвечают соответственно рассеянию на акустических, оптических колебаниях кристаллической решетки и на ионах. Согласно расчетам

$$\left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{ак}} \sim (\hbar\omega)^{1/2}; \quad \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{опт}} \sim (\hbar\omega)^{-1/2}; \quad \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle_{\text{ион}} \sim (\hbar\omega)^{-3/2}, \quad (4.1.9)$$

поэтому, если какой-либо из рассмотренных механизмов является преобладающим, то получаем зависимость α от длины волны следующего вида: $\alpha \sim \lambda^{3/2}$ при преобладающем рассеянии свободных носителей на акустических колебаниях; $\alpha \sim \lambda^{5/2}$ при рассеянии на оптических колебаниях; $\alpha \sim \lambda^{7/2}$ при рассеянии на ионах примеси.

В общем случае следует записать зависимость коэффициента поглощения от длины волны падающего излучения в виде $\alpha \sim \lambda^P$, где показатель степени P зависит от преобладающего механизма рассеяния свободных носителей.

Итак, в соответствии с (4.1.5)–(4.1.7) коэффициент поглощения света свободными носителями пропорционален их концентрации, обратно пропорционален их эффективной массе и зависит от подвижности носителей заряда. Интересно отметить, что зависимость коэффициента поглощения от концентрации свободных носителей различна для рассеяния на фононах и ионах. В случае рассеяния на ионах примеси концентрация центров рассеяния N может быть равной концентрации носителей заряда, поэтому $\alpha \sim n_0^2$. Эта особенность позволяет экспериментально отличать преобладание данного механизма рассеяния носителей. Равновесные и неравновесные носители одинаково участвуют в поглощении света, поэтому коэффициент поглощения может быть изменен при инжекции свободных носителей в образец. Вклад в поглощение света свободных электронов и дырок аддитивен. Экспериментальные результаты по исследованию поглощения света свободными носителями качественно согласуются с рассмотренной теорией.

Так, в образцах германия p-типа проводимости, содержащих различное количество примеси в диапазоне 2–150 чк, наблюдалось

монотонное возрастание коэффициента поглощения с увеличением длины волны, мало отличающегося от закона $\alpha \sim \lambda^2$ (рис. 4.1.2). Определение α проводилось при температурах 450, 291 и 78 К. Обнаружено, что коэффициент поглощения при 450 К одинаков во всех исследованных образцах; при понижении температуры проявляется различие в величине ρ различных образцов. Причем при одинаковой концентрации свободных носителей коэффициент поглощения больше в компенсированных образцах, что согласуется с рассмотренной теорией.

В более узком спектральном интервале наблюдалось монотонное возрастание коэффициента поглощения с увеличением длины волны в образцах кремния *p*- и *n*-типа ($\lambda \approx 10 \div 40$ мкм), а для других полупроводников (InSb, Ge, GaAs, GaSb, GaP) значения показателя степени ρ зависимости $\alpha(\lambda) \sim \lambda^\rho$ приведены в табл. 4.1.1.

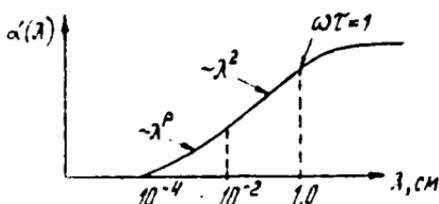


Рис. 4.1.2.

Зависимость коэффициента поглощения свободных носителей заряда от длины волны

Таблица 4.1.1

Материал	ρ
Ge	2
GaSb	3,5
GaAs	3
GaP	1,8
InSb	2

4.2. Плазменное отражение света. Определение эффективной массы или концентрации свободных носителей заряда из кривой плазменного резонанса

Влияние свободных носителей на показатель преломления и спектры отражения проявляется в ИК-области, где $\hbar\omega \ll \Delta E$. Если в данной области длин волн для рассматриваемого полупроводника $q^2 \ll \omega^2$ и поглощение не велико, так что $\epsilon^2 \ll (n-1)^2$, то формулы для коэффициента отражения и показателя преломления преобразуются к следующему виду:

$$R(\omega) = \frac{(n(\omega)-1)^2 + \alpha^2(\omega)}{(n(\omega)+1)^2 + \alpha^2(\omega)} = \left(\frac{n(\omega)-1}{n(\omega)+1} \right)^2; \quad (4.2.1)$$

$$\varepsilon'(\omega) = n^2(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{q_v^2 n_0}{m_n^* \varepsilon_0 \omega^2}. \quad (4.2.2)$$

Изменяя спектр $R(\omega)$ и рассчитывая $n(\omega)$, для удобства анализа представим полученные значения показателя преломления в координатах: n^2 от $1/\omega^2$. По наклону прямой (рис. 4.2.1), проведенной через экспериментальные точки, может быть рассчитан коэффициент $q_v^2 n_0 / m_n^* \varepsilon_0$ и вычислено отношение n_0 / m_n^* . Если измерения проводились на образцах с известной концентрацией носителей (n_0), то может быть определена эффективная масса m_n^* (или наоборот). Однако рассмотренный метод определения эффективной массы имеет тот существенный недостаток, что при вычислении $n(\omega)$ используется абсолютное значение $R(\omega)$,

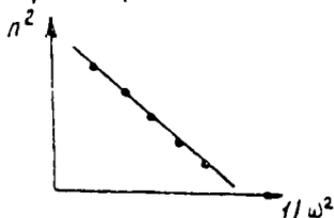


Рис. 4.2.1. К определению отношения n_0 / m_n^*

которое очень сильно зависит от состояния поверхности используемого образца. Точность определения $R(\omega)$ влияет на точность расчета m_n^* .

Анализ $R(\omega)$ в рассматриваемой спектральной области показывает, что в спектральной зависимости R должны быть четкие особенности. Как видно из (4.2.2), вклад свободных носителей в показатель преломления и $\varepsilon'(\omega)$ приводит к уменьшению этих величин. Следовательно, для образца с данной концентрацией свободных носителей заряда n_0 уменьшение частоты излучения может привести даже к отрицательному значению $\varepsilon'(\omega)$, что соответствует полному отражению электромагнитной волны от поверхности образца. Начало этой области отвечает условию $\varepsilon'(\omega) = 0$ и позволяет определить частоту, называемую резонансной частотой плазменных колебаний свободных носителей заряда ω_p .

$$\omega_p^2 = q_v^2 n_0 / \varepsilon_\infty \varepsilon_0 m_n^*. \quad (4.2.3)$$

При дальнейшем уменьшении частоты ($\omega < \omega_p$), $\epsilon'(\omega) < 0$, что означает отсутствие электрического поля внутри образца, т.е.

$R(\omega) = 1$. Это область спектра отражения (где $R(\omega) = 1$) называется областью металлического отражения, причем граница области со стороны коротких волн отвечает условию $\omega = \omega_p$. Для этой спектральной области $\lambda = \lambda_0/n \rightarrow \infty$, что трактуется как отсутствие разности фаз в движении свободных носителей — согласованное движение свободных носителей с частотой ω_p , т.е. плазменные колебания электронного газа относительно ионного остова решетки полупроводника.

Однако если увеличивать частоту от ω_p , можно убедиться, что вблизи от ω_p существует частота $\omega(\omega_{min})$, при которой $n = 1$, а коэффициент отражения равен нулю ($R = [(n-1)/(n+1)]^2 = 0$),

$$\omega_{min}^2 = \frac{q^2 n_0}{m_n^* (\epsilon_\infty - 1)} \quad (4.2.4)$$

Так как относительная диэлектрическая проницаемость таких полупроводников, как германий, кремний, арсенид галлия, больше 10, то, сравнивая (4.2.3) и (4.2.4), видим, что ω_p и ω_{min} очень близки друг к другу

$$\frac{\omega_{min}^2}{\omega_p^2} = \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_\infty - 1} \approx 1.03 - 1.06.$$

В соответствии с этим спектр $R(\omega)$ в рассматриваемом спектральном диапазоне содержит резкий "край" — область ($\omega_p \approx \omega_{min}$), которую называют плазменным краем. Кривую $R(\omega)$ называют

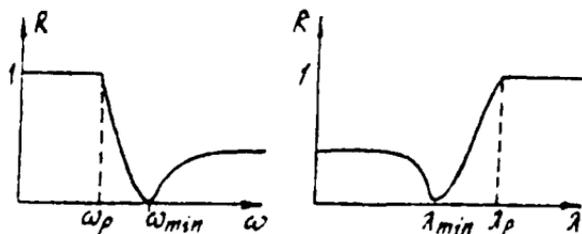


Рис. 4.2.2. Кривые плазменного резонанса

кривой плазменного резонанса (рис. 4.2.2). При выполнении условия $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ минимум в спектре очень резкий, и по его положению (4.2.4) (а не по значению R) может быть определено отношение n_0/m_n^* . Причем погрешность в определении n_0/m_n^* будет зависеть от погрешности определения ω_{min} . Показано, что при $\omega \tau = 10$ минимум на кривой плазменного ре-

зона уже достаточно резкий и может быть использован для точного определения ω_{min}

Рассмотренный метод определения эффективной массы свободных носителей заряда (называемой оптической и обозначаемой m_R) получил широкое применение в экспериментальных исследованиях. В случае простой параболической зоны и малой концентрации примеси в полупроводнике (малых n_0) данным методом определяется m_n^* . Если m_n^* анизотропна, т.е. $m_n^* (m_1, m_2, m_3)$, то

$$\frac{1}{m_R} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right). \quad (4.2.5)$$

Для распространенного случая, когда зона состоит из двух ветвей, характеризуемых массами m_1 и m_2 , вырожденных в точке $K=0$, эффективная масса m_R выражается как

$$m_R = \frac{m_1^{3/2} + m_2^{3/2}}{m_1 + m_2}. \quad (4.2.6)$$

В случае вырожденного полупроводника m_R определяет эффективную массу на уровне Ферми

$$\frac{1}{m_R} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)_F. \quad (4.2.7)$$

Следовательно, измеряя $R(\omega)$ и рассчитывая m_R в образцах с разным уровнем легирования, можно получить информацию о законе дисперсии $E(k)$ для рассматриваемой зоны.

Спектры отражения в области плазменного минимума широко используются для экспериментального определения эффективной массы свободных носителей заряда или их концентрации.

1. Впервые оптический метод определения эффективной массы m_n^* был применен при исследовании спектров отражения большого числа образцов германия *n*-типа, содержащих различное количество ($2 \cdot 10^{18}$ - $8 \cdot 10^{19}$) см^{-3}) разных примесей (P, As, Sb). Корректный анализ спектров позволил установить тенденцию к увеличению эффективной массы от $0,14 m_0$ до $0,17 m_0$, при увеличении концентрации электронов от $4 \cdot 10^{18}$ до $0,8 \cdot 10^{20}$ см^{-3} . Сопоставление этих результатов с данными циклотронного резонанса, по которым для образцов с концентрацией $n_0 \approx 1 \cdot 10^{19}$ см^{-3} получено значение $m_n^* = 0,12 m_0$, позволяет сделать заключение о небольшом отклонении закона дисперсии в зоне проводимости германия от параболического

ного.

Исследованы спектры отражения германия с дырочной проводимостью. Однако вследствие того, что подвижность дырок значительно меньше подвижности электронов, параметр затухания η в р-германии выше, чем в n-типе. Так как выполняется условие $\eta^2 \ll \omega^2$, то плазменный минимум в спектрах отражения выражен значительно хуже, чем в спектрах германия n-типа. Тем не менее значения эффективных масс свободных дырок могут быть рассчитаны предложенным методом. Для образцов с концентрацией носителей (10^{19} – 10^{20} см $^{-3}$) получен $m_p^* = (0,6 \pm 0,1) m_0$. Метод циклотронного резонанса для слаболегированного образца даёт значение 0,26 m_0 . Расхождение более чем в два раза этих величин выходит за пределы погрешности и свидетельствует о непараболичности ветви, вероятно, легких дырок.

2. Исследование спектров плазменного отражения образцов электронного кремния с концентрацией свободных носителей (10^{19} – $2 \cdot 10^{20}$) см $^{-3}$ позволило определить величину эффективной массы, совпадающую с данными циклотронного резонанса. Это говорит о хорошем приближении квадратичного закона дисперсии в области главного минимума зоны проводимости и позволяет рекомендовать метод плазменного резонанса для безэлектродного определения концентрации носителей заряда в Si.

3. Подвижность носителей заряда в большинстве соединений группы А IV –В V больше чем в германии и кремнии, условие $\omega^2 \gg \eta^2$ хорошо выполняется, и плазменные минимумы в спектре отражения глубокие и четкие. В качестве примера на рис. 4.2.3 представлены спектры отражения образцов InSb, содержащих различную концентрацию примеси (свободных носителей заряда). Как следует из зависи-

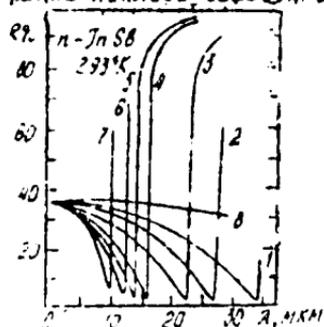


рис. 4.2.3. Спектры отражения InSb

Таблица 4.2.1

№	Концентр. 10^{19} см $^{-3}$	m_p^*/m_0
0	0,004	-
1	0,035	0,023
2	0,062	0,029
3	0,12	0,032
4	0,25	0,040
5	0,4	0,041
6	0,6	0,06
7	1,2	0,07

моостей рис. 4.2.3 и данных табл. 4.2.1 о ростом концентрации носителей заряда от $3,5 \cdot 10^{17}$ до $1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ наблюдается значительное изменение эффективной массы электронов, указывающее на неквадратичность закона дисперсии $E(K)$ зоны проводимости этого соединения.

Спектры отражения образцов электронного арсенида галлия с концентрацией носителя заряда от $2 \cdot 10^{18}$ до $1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ имеют четко выраженный минимум с малым значением R_{min} , что позволяет предложить метод бесконтактного определения концентрации носителей заряда в этих образцах по спектрам отражения. Однако, в отличие от Si , для InAs обнаружена зависимость величины эффективной массы от уровня легирования, что необходимо учитывать при изменениях.

Для сильнолегированных полупроводников, особенно p-типа, условия $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ так же, как и $n^2 \gg \omega^2$, становятся несправедливыми. Это приводит к тому, что минимум в спектре отражения проявляется при более высокой частоте $\omega'_{\text{min}} > \omega_{\text{min}}$ и увеличивается величина R_{min} . Установлено, что $R_{\text{min}} \sim m_n^* / \mu_n \rho_0$, т.е. чем меньше эффективная масса носителей заряда, больше их концентрация и подвижность, тем глубже минимум. Таким образом, величина коэффициента отражения в минимуме, положение минимума $R(\omega)$ могут быть использованы для определения эффективной массы носителей заряда в образцах с известными концентрациями носителей заряда и их подвижностью в данном случае, когда не выполняется условие $\omega^2 \tau^2 \gg 1$.

4.3. Определение электрофизических параметров из спектров плазменного резонанса

Изучение спектров отражения в области частот, содержащих плазменный минимум, используется для бесконтактного определения ряда электрофизических параметров полупроводников.

Глубокий и четкий минимум в спектрах отражения сильнолегированных образцов арсенида галлия p-типа позволяет использовать спектры отражения для определения концентрации носителей. Определив экспериментально ω_{min} , затем пользуясь номограммой, построенной в соответствии с формулой $\omega_{\text{min}}^2 = q^2 \rho_0 / \epsilon_0 (\epsilon_\infty - 1) m_n^*$ с использованием экспериментальных значений $m_n^*(\rho_0)$, находят ρ_0 .

Метод определения электрофизических параметров из кривой плазменного резонанса предложен А.А. Кухарским и В.К. Субашинским. При расчете спектра $R(\omega)$ вводятся следующие параметры: $a = \omega_p/g$, $b = a/\omega_p$. Легко показать, что $R = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2}$ будет зависеть только от этих трех величин: a , b , ϵ_∞ . Действительно после преобразования

$$2n\chi = \frac{q^2 n_0 g}{\epsilon_0 m_n^* (\omega^2 + g^2) a} = \frac{\omega_p^2 \epsilon_\infty g \omega}{\omega^2 g^2 \left(\frac{\omega^2}{g^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2} + 1 \right)} = \frac{\epsilon_\infty a}{b(a^2 b^2 + 1)} \quad (4.3.1)$$

Точно так же легко показать, что

$$n^2 - \chi^2 = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{q^2 n_0}{\epsilon_0 \epsilon_\infty m_n^* (\omega^2 + g^2)} \right) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{a^2}{a^2 b^2 + 1} \right) \quad (4.3.2)$$

В результате получаем для коэффициента отражения

$$R(a, b, \epsilon_\infty) = \frac{[F(a, b) G^{-1}(a, b) - e^{-i/2}]^2 + a^2 F^2(a, b) \cdot G^2(a, b)}{[F(a, b) G^{-1}(a, b) + e^{-i/2}]^2 + a^2 F^2(a, b) \cdot G^2(a, b)} \quad (4.3.3)$$

где

$$F(a, b) = \left\{ [a^2(b^2 - 1) + 1] b + \left([a^2(b^2 - 1) + 1]^2 b^2 + a^2 \right)^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (4.3.4)$$

$$G(a, b) = [2b(a^2 b^2 + 1)]^{1/2} \quad (4.3.5)$$

С помощью ЭВМ проводится расчет спектра $R(\omega)$ для заданных значений ϵ_∞ , a , b , изменяющихся от 0 до 25, 0,5 и до 2,5 соответственно. Результаты расчета представляются графически. На рис. 4.3.1 приведены кривые $R(\omega)$ для $\epsilon_\infty = 11,6$. Как видно из рисунка, оущественное влияние параметр a оказывает на величину $R(\omega)$ в области $b < 1 (\omega < \omega_p)$, включая значение и положение минимума R_{\min} : чем больше a , тем более глубокий и четкий минимум $R(\omega)$. Из рис. 4.3.1 находят значения R_{\min} и b_{\min} (при разных a) и строят графики R_{\min} от b_{\min} (рис. 4.3.2) и R_{\min} от a (рис. 4.3.3). Из экспериментальной зависимости $R(\omega)$ находим для последующего образца R_{\min} , λ_{\min} . Зная ϵ_∞ для данного кристалла, выбираем из семейства кривых рис. 4.3.2 кривую, отвечающую данному ϵ_∞ , и по R_{\min} определяем соответствующее b_{\min} . Так как $b = \omega/\omega_p$, то $b_{\min} = \omega_{\min}/\omega_p$ и отсюда находим ω_p и λ_p . Из известных

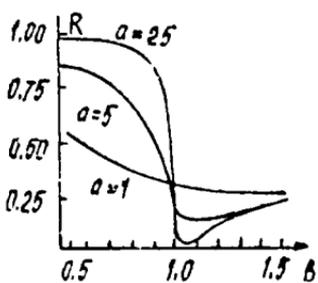


Рис. 4.3.1. Расчётные кривые $R(\beta)$

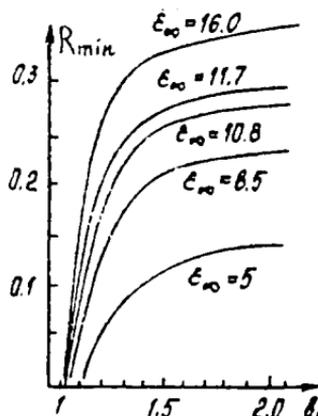


Рис. 4.3.2. Определение $\epsilon_{\infty \min}$

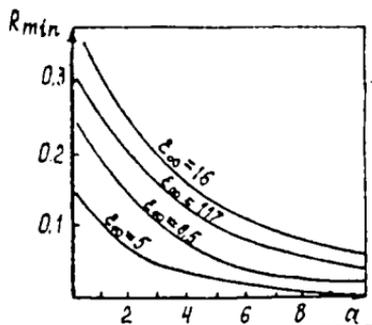


Рис. 4.3.3. Определение α

ω_{\min} и $\alpha_{\text{пр}}$, используя их выражение через n_0 и m_n^* , раздельно рассчитаем n_0 и m_n^* . Далее, используя рис. 4.3.3, по R_{\min} и ϵ_{∞} найдем параметр α , т.е. g , т.к. $\alpha = \omega_{\text{пр}}/g$. Зная ξ , можно рассчитать μ_n и $\beta(\omega)$ и $\beta(0)$ (проводимость образца на заданной частоте ω и постоянном токе). Действительно, в соответствии с (4.1.2), где второе слагаемое описывает вклад в (2 пэ) свободных носителей, имеем

$$\beta(\omega) = \frac{q^2 \cdot n_0 \cdot g \cdot \omega}{m_n^* \cdot \epsilon_{\infty} \cdot (\omega^2 + g^2)},$$

отсюда

$$\beta(\omega) = \frac{q^2 \cdot n_0 \cdot g}{m_n^* (\omega^2 + g^2)}, \quad (4.3.6)$$

$$\beta(0) = \frac{q^2 n_0}{m_n^* g}. \quad (4.3.7)$$

— Так как уже рассчитаны n_0, m_n^*, g , то легко рассчитаем $\beta(0)$ и $\beta(\omega)$.

Недостатком рассмотренного метода является использование в расчётах значений коэффициента отражения, величина которого зависит не только от объёмных свойств, но и от качества обработки поверхности. Однако в настоящее время уже разработаны стандартные тризители и способ обработки поверхности образцов, предназначенных для оптических исследований, предусматривающие обязательное удаление поверхностного нарушенного слоя.

Основными достоинствами данног

методики определения электрофизических параметров является бесконтактность, а также локальность, зависящая от условий фокусировки луча.

Различные варианты методов определения электрофизических параметров на основе спектров отражения свободными носителями, номограммы соответствующих формул приведены во многих книгах по оптическим свойствам полупроводников. Особенно важны такие методы при использовании неоднородных, диффузионных структур, как, например, применяемые в интегральных схемах, где часто необходимы значения $\epsilon(\omega)$, $b(\rho)$ в различных локальных участках структур.

В заключение необходимо отметить и ограничения, обусловленные необходимостью иметь в спектре отражения четкий минимум, что имеет место при $\omega\tau \gg 10$ (условие требует большое значение подвижности носителей заряда в исследуемых образцах). Далее, для проявления кривой плазменного резонанса существенное значение имеет и концентрация свободных носителей. При малой концентрации свободных носителей их вклад в оптические постоянные образца может быть незаметным. Однако при большой концентрации носителей $(\omega_{\text{min}}^2 \sim n_0) \omega_{\text{min}}$ может попасть в область собственного поглощения, на фоне которого вклада свободных носителей можно не обнаружить.

Таким образом, для каждого полупроводника существует ограниченная область концентрации свободных носителей, при которой является определяющей роль свободных носителей в том или ином спектральном интервале. Например, для n - Ge при комнатной температуре четкий минимум в спектре $R(\omega)$ наблюдается в образцах с концентрацией носителей от $5 \cdot 10^{18}$ до $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а в n - GaAs — ($5 \cdot 10^{17}$ — $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

4.4. Селективное поглощение света свободными носителями заряда

В спектральном интервале $\hbar\omega < \Delta E$ и $\hbar\omega \ll \Delta E$ на фоне монотонной зависимости $\alpha \sim \lambda^p$ наблюдаются полосы поглощения, спектральное положение которых изменяется с изменением температуры, а величина поглощения в максимуме пропорциональна концентрации свободных носителей. Данные полосы поглощения исчезают при

изменении знака заряда свободных носителей, хотя проявляется как в полупроводниках с электронной, так и дырочной проводимостью. Это поглощение обусловлено переходами свободных носителей между различными ветвями одной зоны.

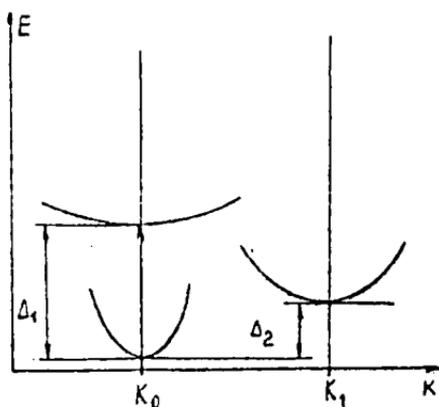


Рис. 4.4.1. Переходы между долинами зоны проводимости

анализе формы таких полос возникает трудности, обусловленные наложением в рассматриваемом спектральном интервале различных механизмов поглощения. Для выяснения вида междолинных переходов целесообразно пользоваться понятием сечения поглощения фотона $\sigma_{\text{ф}} = \alpha/n_0$. Показано, что для прямых междолинных переходов $\sigma_{\text{ф}} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, а для непрямых - $\sigma_{\text{ф}} \approx 10^{-18} \text{ см}^2$.

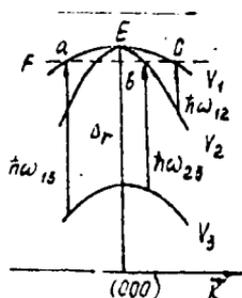


Рис. 4.4.2. Структура валентной зоны

На рис. 4.4.1 представлено возможное расположение ветвей зоны проводимости. Свободные носители могут участвовать как в прямых оптических переходах между однотипными долинами при поглощении кванта $\hbar\omega_1 = \Delta_1$, так и в непрямых переходах между разнотипными долинами, когда переход осуществляется при поглощении $\hbar\omega_2 = \Delta_2$.

Экспериментально такие переходы наблюдались во многих полупроводниках. Так, переходы первого типа проявляются в GaP, AlSb, второго - в InP и GaAs. При анализе

структура валентной зоны полупроводников подобна изображенной на рис. 4.4.2.

Валентная зона представлена тремя ветвями: V_1 - ветвь тяжелых дырок, V_2 - легких (они оба падают в точке $K=0$) и V_3 - отщепленная ветвь. Энергетический зазор Δ_2 различен для разных полупроводников, так же различны и конкретные величины эффективных масс носителей в этих ветвях.

Допустим, что закон дисперсии является квадратичным, а структура зон вырожденного полупроводника р-типа проводимости подобна

представленной на рис. 4.4.2. В случае валентной зоны, построенной из атомных функций, отличия р-состояния, переходы электронов между ветвями из соображений симметрии запрещены. Однако запрет строго выполняется лишь в точке $K=0$, а вероятность перехода при других значениях K увеличивается с ростом K пропорционально K^2 .

Для получения выражения $\alpha(\hbar\omega)$, описывающего рассматриваемые оптические переходы, необходимо использовать квантово-механическое приближение. В этом случае, как показано ранее,

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{1}{\hbar\omega} \cdot |P_{ji}|^2 \rho(\hbar\omega) [f(E_i) - f(E_j)]$$

$|P_{ji}|^2 = \text{const}$ - для разрешенных переходов; $\sim K^2$ - для запрещенных переходов;

$\rho(\hbar\omega)$ - комбинированная плотность состояний, между которыми осуществляется переход. Выражение в квадратных скобках учитывает вероятность заполнения электронами состояний с энергиями E_i и E_j . Считаем начальным состояние электрона (до поглощения кванта света) $E_i(\vec{K})$ и конечным состояние с энергией электрона - $E_j(\vec{K})$. Закон дисперсии в обеих ветвях, характеризуемых эффективными массами соответственно m_i и m_j , предполагаем квадратичным:

$$E_i(\vec{K}) = E_i(0) - \frac{\hbar^2 K^2}{2m_i};$$

$$E_j(\vec{K}) = E_j(0) - \frac{\hbar^2 K^2}{2m_j}.$$

Для прямых переходов закон сохранения энергии и комбинированная плотность состояний имеет вид

$$\hbar\omega = E_j(\vec{K}) - E_i(\vec{K}) = \Delta_{ji} + \hbar^2 K^2 / 2m_j; \quad (4.4.1)$$

$$\rho(\hbar\omega) \sim 2(m_j)^{3/2} \cdot (\hbar\omega - \Delta_{ji})^{1/2}; \quad (4.4.2)$$

$$\Delta_{ji} = E_j(0) - E_i(0); \quad (4.4.3)$$

$$m_{ji} = m_j \cdot m_i / (m_j + m_i), \quad (4.4.4)$$

где m_{ji} – приведенная эффективная масса.

Используя (4.4.1), можно показать, что

$$|p_{ji}|^2 \sim \kappa^2 = \frac{2m_{ji}}{\hbar^2} (\hbar\omega - \Delta_{ji}), \quad (4.4.5)$$

и, следовательно, для рассматриваемых прямых запрещенных переходов

$$\alpha(\hbar\omega) \sim (2m_{ji})^{5/2} \cdot (\hbar\omega - \Delta_{ji})^{3/2} \cdot [f(E_i) - f(E_j)]. \quad (4.4.6)$$

Для вычисления выражения в квадратных скобках в (4.4.6) положим $f(E_i) = 1$, тогда $[f(E_i) - f(E_j)] = 1 - f_n(E_j) = f_p(E_j) - f_n(E_j)$ – функция распределения дырок для E_j -состояния. Считая полупроводник невырожденным, используем функцию Максвелла – Больцмана

$$f_p(E_j) = \exp\left(\frac{E_j(k) - F}{kT}\right). \quad (4.4.7)$$

Для того чтобы исключить энергию Ферми (F), используем выражение для равновесной концентрации дырок в соответствующей j -ветви валентной зоны

$$p_{0j} = N_{vj} \exp\left[\frac{E_j(0) - F}{kT}\right] = N_{vj} \exp\left[\frac{E_j(0) - F + E_j(k) - F_j(k)}{kT}\right],$$

тогда

$$\exp\left(\frac{E_j(k) - F}{kT}\right) = \frac{p_{0j}}{N_{vj}} \exp\left[\frac{E_j(k) - E_j(0)}{kT}\right]. \quad (4.4.8)$$

Учитывая (4.4.7) и (4.4.8), получим для $f_p(E_j)$ следующее выражение:

$$f_p(E_j) = \frac{p_{0j}}{N_{vj}} \exp\left[-\frac{m_{ji}}{m_j} \cdot \frac{\hbar\omega - \Delta_{ji}}{kT}\right]. \quad (4.4.9)$$

Считая, что полная концентрация дырок в валентной зоне $p_0 = p_{0j} + p_{0i}$, где p_{0i} – концентрация дырок в i -ветви зоны.

Пренебрегая вкладом дырок в третьей зоне ρ_{0j} , можно выразить через ρ_0 (так как $\rho_{0j}/\rho_{0i} = N_{vj}/N_{vi} = (m_i/m_j)^{3/2}$) -

$$\rho_0 = \rho_{0i} + \rho_{01} = \rho_{0j} \left[1 + (m_i/m_j)^{3/2} \right].$$

Таким образом, величина ρ_{0j} является пропорциональной ρ_0 . Используя формулу (4.4.4) для приведенной массы, получаем окончательное выражение для коэффициента поглощения при внутризонных переходах

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{\rho_0}{\hbar\omega} (-m_{ji})^{5/2} (\hbar\omega - \Delta_{ji})^{3/2} \exp \left[\frac{m_i}{m_i - m_j} \cdot \frac{\hbar\omega - \Delta_{ji}}{kT} \right]. \quad (4.4.10)$$

Полученное выражение для коэффициента поглощения позволяет установить спектральный интервал, в котором должно проявляться поглощение, обусловленное переходами свободных носителей между данными конкретными ветвями зон, и зависимость коэффициента поглощения в этом интервале от частоты падающего излучения.

Действительно, если 1) $m_{ji} < 0$, то $\alpha > 0$ только при $\hbar\omega < \Delta_{ji}$, что имеет место при $m_j < m_i$, а если 2) $m_{ji} > 0$ ($m_j > m_i$), то $\alpha > 0$ при $\hbar\omega > \Delta_{ji}$.

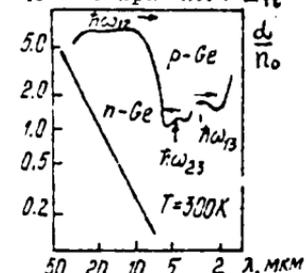


Рис. 4.4.3. Спектр поглощения германия

Рассмотрим в качестве примера спектр поглощения света дырками в германии (рис. 4.4.3). Переход дырок между ветвями первой и третьей соответствует переходу электрона из состояния с эффективной массой m_i в состояние с большей эффективной массой m_j (ветвь тяжелых дырок). Таким образом, $m_j > m_i$, $m_{ji} > 0$, а следовательно, максимум поглощения, отвечающий переходу $\hbar\omega_{31}$, должен появиться в спектральном интер-

вале $\hbar\omega_{31} > \Delta_{31}$. То есть рост α начинается с $\hbar\omega_{31} = \Delta_{31}$ и $\alpha \sim (\hbar\omega - \Delta_{31})^{3/2}$. Но наличие $\hbar\omega$ в знаменателе выражения (4.4.10) и отрицательное значение показателя экспоненты (в силу $m_j > m_i$) ограничивают рост α с увеличением частоты ω , что приводит к последующему его уменьшению ($\alpha(\hbar\omega)$ проходит через максимум).

Переход между ветвями V_3 и V_2 соответствует переходу электрона в состояние с меньшей эффективной массой ($m_j < m_i$), а следовательно, $m_{ji} < 0$. Для этого случая спектральный интер-

вал поглощения' определяется условием $\hbar\omega_{23} < \Delta_{23}$ и отрицательный знак показателя экспоненты определяется условием $(\hbar\omega - \Delta_{23}) < 0$, а второй множитель в экспоненте (4.4.10) — положителен. Форма полосы поглощения в этом случае является зеркальным отражением предыдущего случая, т.е. зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ проходит через минимум. Переход $V_2 \rightarrow V_1$ отвечает переходу электрона в состояние $m_j > m_i$, что соответствует $m_j > 0$. Спектральный интервал поглощения определяется $\hbar\omega_{21} > \Delta_{21}$, но для рассматриваемой зонной структуры $\Delta_{21} = 0$ и, следовательно, с малых энергий $\hbar\omega$ должно наблюдаться поглощение, обусловленное данным переходом. Формула (4.4.10) отражает и температурную зависимость коэффициента поглощения в рассматриваемом спектральном интервале.

При больших интенсивностях света наблюдается эффект увлечения свободных носителей заряда фотонами или светового давления, заключающийся в возникновении направленного движения свободных носителей вдоль направления падения фотонов. Рассмотрим оптические переходы между подзонами V_2 и V_1 . Законы сохранения энергии и импульса могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{\hbar^2 K_1^2}{2m_1^*} + \hbar\omega = \frac{\hbar^2 K_2^2}{2m_2^*}; \quad (4.4.11)$$

$$|K_2 - K_1| = K_\Phi. \quad (4.4.12)$$

Как следует из системы уравнений (4.4.11)–(4.4.12) и соответствующего им рис. 4.4.4, имеет место два типа переходов, условно обозначенных для правой и левой частей ветвей V_2 и V_1 .

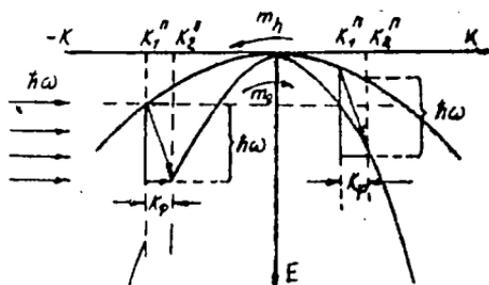


Рис. 4.4.4. К эффекту фотонного увлечения носителей заряда

При этом для правой части закон сохранения импульса запишется

$$K_{1n} + K_\Phi = K_{2n} \quad \text{и}$$

для левой части

$$-K_{1n} + K_\Phi = -K_{2n}.$$

Так как $|K_{1n}| < |K_{1l}|$, то вероятность оптических переходов между подзонами "справа" меньше, чем вероятность переходов

"слева". Ввиду этого переходы с правой части ветвей оказываются неуравновешенными переходами с левой части ветвей. Поэтому в рассматриваемом случае (рис. 4.4.4) возникнут ток тяжелых дырок справа налево и ток легких дырок слева направо, что вызвано образованием большей концентрации легких дырок (m_e^*) слева, чем справа (на рис. 4.4.4). Подвижность легких дырок значительно выше, чем подвижность тяжелых дырок ($m_e^* \ll m_h^*$), поэтому результирующий ток будет совпадать по направлению с током легких дырок и с направлением распространения излучения.

Протекающий ток создает разность потенциалов между гранями кристалла. Рассчитаем величину возникающего напряжения за счет эффекта фотонного увлечения носителей заряда, исходя из того, что импульс P_Φ , переданный фотонами носителям заряда, должен уравновешиваться силой, действующей на заряды со стороны возникающего электрического поля E_x вдоль направления падения излучения (x)

$$P_\Phi = p_\Phi \frac{P_0 \alpha e^{-\alpha x}}{\hbar \omega} = Nq E_x. \quad (4.4.13)$$

Здесь $p_\Phi = \hbar k_\Phi$ — импульс фотона; P_0 — падающая оптическая мощность; α — коэффициент поглощения излучения полупроводником; N — концентрация носителей заряда; q — заряд электрона. С учетом равенства $k_\Phi = 2\pi/\lambda$ и скорости света в среде $v = c/n$ окончательно получаем

$$Nq E_x = \frac{P_0 \alpha e^{-\alpha x}}{c} \cdot n. \quad (4.4.14)$$

Из (4.4.14) получаем выражение напряженности электрического поля, вызванного движением носителей заряда вдоль направления падения фотонов

$$E_x = P_0 \alpha e^{-\alpha x} \frac{n}{c Nq}. \quad (4.4.15)$$

Принтегрировав полученное выражение для E_x от 0 до d — толщины полупроводникового образца, находим формулу для напряжения фотонного увлечения

$$V_x = \frac{n P_0}{c Nq} [1 - \exp(-\alpha d)]. \quad (4.4.16)$$

Как правило, величина напряжения V_x составляет небольшую величину ~ 1 мВ при падении излучения ~ 1 кВт. На основе эффекта фотонного увлечения создаются фотодатчики для регистрации излучения мощных оптических квантовых генераторов. Преимущества таких чувствительных элементов являются отсутствие необходимости охлаждения при приеме излучения с $\lambda > 10$ мкм, малая инерционность τ (10^{-10} с), ограниченная временем прохождения излучения в образце, и широкая спектральная область фоточувствительности. На основе оптических переходов между подзонами также разрабатываются широкополосные модуляторы инфракрасного излучения.

4.5. Магнитооптика свободных носителей

К магнитооптическим явлениям, связанным со свободными носителями заряда, относятся:

1. Циклотронный резонанс, определяемый переходами носителей заряда между квантованными уровнями Ландау в пределах разрешенной зоны.

2. Эффект Фарадея, определяемый разностью оптических путей двух круговых электромагнитных волн с противоположной ориентацией поляризации.

3. Осцилляции поглощения типа Шубникова-де Гааза в полупроводниках с вырожденным электронным газом при низких температурах.

4. Магнитоплазменные явления, зависящие от дисперсионных свойств свободных носителей заряда в полупроводниках.

1. Циклотронный резонанс

При приложении к полупроводнику магнитного поля свободные носители движутся в промежутке между столкновениями с атомами решетки по винтовой линии, ось которой параллельна полю. Излучение, поляризованное по кругу с тем же направлением вращения, что и у винтовой линии, резонансно поглощается при совпадении частот вращения электронов и электромагнитной волны.

Вначале рассмотрим данный эффект в классическом представлении. В однородном магнитном поле \vec{B} , направленном вдоль оси Z , электрон под действием силы $q[\vec{V}, \vec{B}]$ будет двигаться по окружности в плоскости (xy) , если составляющая скорости V_z вдоль поля равна нулю. Когда постоянное электрическое поле перпендику-

лярно (вдоль оси \vec{x}) магнитному полю, электрон в плоскости (xy) движется по более сложной траектории—циклоида, причем средняя скорость его отлична от нуля только в направлении оси \vec{y} , перпендикулярном как электрическому, так и магнитному полю.

Если электрическое поле переменное $\vec{E} = \vec{E} \exp(i\omega t)$, то одновременно с вращением вокруг оси магнитного поля с частотой $\omega_c = qB/m^*$ (ω_c — частота циклотронного резонанса) электрон будет совершать вращательные движения в плоскости (xy) с частотой электрического поля ω . При $\omega = \omega_c$ электрон описывает спираль, радиус которой возрастает, вследствие резонансного поглощения электроном энергии переменного поля. Радиус орбиты электрона возрастает до тех пор, пока электрон не испытает столкновения с атомом или дефектом кристаллической решетки. Чтобы влияние магнитного поля на обмен энергией между переменным электрическим полем и электроном было значительным, электрон должен успеть сделать между столкновениями не менее одного оборота. Если время между столкновениями обозначить τ , то необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\omega_c \tau = qB\tau/m^* \gg 1. \quad (4.5.1)$$

Уравнение движения электронов в скрещенных магнитном и переменном электрическом полях запишется в виде

$$m^*(d\vec{v}/dt) + m^*\vec{v}/\tau = q(\vec{E} + [\vec{v} \vec{z}]). \quad (4.5.2)$$

Второй член в уравнении описывает соударения электронов с атомами кристаллической решетки.

В предположении, что время τ не зависит от энергии, уравнение движения может быть получено строго из кинетического уравнения Больцмана, причем \vec{v} имеет смысл скорости, усредненной по всем электронам. Так как электрическое поле переменное, то у скорости появляются переменная составляющая. Проводимость полупроводника в соотношении $\vec{j} = b\vec{E}$ представляет собой тензор, причем $b\vec{E} = Nq\vec{v}$, где N — число электронов. Как следует из решения уравнения (4.5.2), скорость электронов имеет продольную v_x и поперечную v_y составляющие относительно электрического поля. Поглощение энергии вызвано тем, что электронное поле совершает работу по перемещению заряженных частиц. Поперечная компонента скорости не приводит к потери энергии, поэтому огра-

начинаем рассмотрением продольной компоненты, которая запишется в виде

$$v_x = \frac{q \varepsilon_x \tau}{m^*} \cdot \frac{(i\omega\tau + 1)}{(i\omega\tau + 1)^2 + \omega_c^2 \tau^2}. \quad (4.5.3)$$

Выражение для проводимости может быть представлено таким образом:

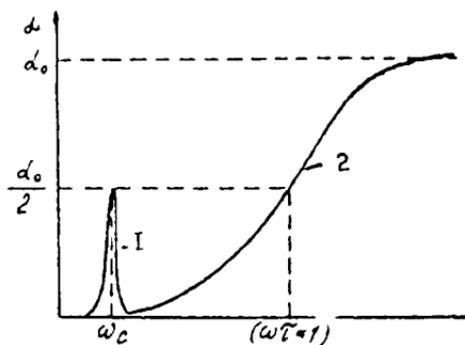
$$\sigma = Nq v_x / \varepsilon_x. \quad (4.5.4)$$

Действительная часть проводимости σ связана с током проводимости и поэтому она и будет анализироваться при поглощении излучения. Коэффициент поглощения в этом случае равен

$$\alpha = \frac{\text{Re}\sigma}{c\varepsilon_0 n_0} = \alpha_0 \frac{1 + (\omega_c^2 + \omega^2)\tau^2}{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2]^2 + 4\omega^2\tau^2}, \quad (4.5.5)$$

где $\alpha_0 = \sigma_0 / c\varepsilon_0 n_0$, $\sigma_0 = \sigma(0) = Nq^2 \tau / m^*$ — соответственно коэффициент поглощения и проводимость полупроводника в отсутствие магнитного поля.

Проанализируем выражение (4.5.5) при различных частотах электромагнитного излучения.



1) $\omega_c^2 \tau^2 \gg 1$. За время свободного пробега электрон совершает более одного оборота. Выражение для коэффициента поглощения может быть значительно упрощено для конкретных случаев: для низких частот ($\omega \ll \omega_c$)

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 (\omega_c^2 \tau^2)^{-1}, \quad (4.5.6)$$

Рис. 4.5.1. Спектральная характеристика для высоких частот поглощения полупроводника при наличии магнитного поля:

$$\begin{aligned} 1 - \omega_c^2 \tau^2 &\gg 1; \\ 2 - \omega_c^2 \tau^2 &< 1 \end{aligned}$$

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 (\omega^2 \tau^2)^{-1}. \quad (4.5.7)$$

Для частот $\omega = \omega_c$

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0/2. \quad (4.5.8)$$

Видно, что поглощение излучения имеет резонансный характер (кривая 1, рис. 4.5.1), если выполняется условие $\omega_c^2 \tau^2 \gg 1$. Явление поглощения излучения на частотах, совпадающих с частотой $\omega = \omega_c$, называют циклотронным резонансом.

2) $\omega_c^2 \tau^2 \ll 1$. За время свободного пробега электрон совершает, лишь часть полного оборота. В области высоких частот ($\omega^2 \tau^2 \gg 1$)

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \cdot (\omega_c^2 \tau^2)^{-1}; \quad (4.5.9)$$

в области низких частот ($\omega^2 \tau^2 \ll 1$)

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0; \quad (4.5.10)$$

в области промежуточных частот ($\omega\tau = 1$)

$$\alpha(\omega) = \alpha_0/2. \quad (4.5.11)$$

Таким образом, в случае $\omega_c^2 \tau^2 \ll 1$ резонансное поглощение не наблюдается (кривая 2, рис. 4.5.1). Найденная из экспериментов резонансная частота может быть использована для определения эффективной массы свободных носителей $m^* = qB/\omega_c$. Для выполнения условий циклотронного резонанса необходимо выполнение неравенства $\omega_c \tau \gg 1$, что означает применение высоких магнитных полей, чистых полупроводниковых материалов и низких рабочих температур. Последнее условие, как правило, способствует вымораживанию носителей заряда, поэтому для увеличения коэффициента поглощения на свободных носителях в кристалле применяют дополнительную подсветку.

Если изоэнергетические поверхности электронов эллипсоидальны, то по известным циклотронным массам нетрудно определить компоненты тензора обратной эффективной массы. В этом случае выражение для циклотронной частоты равно

$$\omega_c = qB \left(\frac{m_1 \alpha_1^2 + m_2 \alpha_2^2 + m_3 \alpha_3^2}{m_1 \cdot m_2 \cdot m_3} \right)^{1/2}, \quad (4.5.12)$$

где m_1, m_2, m_3 - обратные величины главных значений тензора обратной эффективной массы $(m^{-1}) = (m_1 \cdot m_2 \cdot m_3)^{-1}$; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ - направляющие косинусы магнитного поля по отношению к главным осям эллипсоида. Выражение для циклотронной массы можно записать

$$\frac{1}{m_c^2} = \frac{\alpha_1^2}{m_2 \cdot m_3} + \frac{\alpha_2^2}{m_1 \cdot m_3} + \frac{\alpha_3^2}{m_1 \cdot m_2}. \quad (4.5.13)$$

С помощью этого выражения нетрудно интегрировать экспериментальные результаты (рис. 4.5.2) по циклотронному резонансу для эллипсоидальных поверхностей постоянной энергии. По зависимости коэффициента поглощения от напряженности магнитного поля оказывается возможным определить эффективные массы свободных носителей заряда для различных разрешенных зон с использованием магнитных полей в большом диапазоне значений при различных направлениях по отношению к главным кристаллографическим осям кристалла.

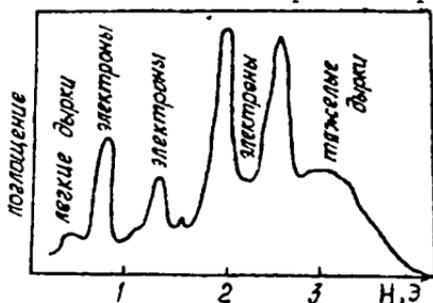


Рис. 4.5.2. Резонансное поглощение в Ge микроволнового излучения при 4,2 К

Квантовомеханическое рассмотрение циклотронного резонанса основано на рассмотрении переходов в условиях квантованных электронных орбит, когда расстояние между уровнями Ландау больше средней тепловой энергии электрона kT . Правила отбора для гармонического осциллятора при этом соответствуют $\Delta l = \pm 1$, что показывает возможность переходов только между соседними уровнями.

Такие переходы оказываются возможными при частоте излучения $\omega_c/2\pi$ и обусловлены циклотронным резонансом. Если уровни Ландау эквидистантны (закон дисперсии описывается квадратичной зависимостью), то циклотронная частота не зависит от энергии электрона в зоне, т.е. от номера уровня Ландау. В этом случае квантовая циклотронная масса совпадает с классической m_c . В случае неэквидистантности уровней Ландау расстояния между ними не будут одинаковыми и произойдет уширение линии циклотронного резонанса. Столкновение частиц также вызывает уширение. В этом случае квантовая циклотронная масса отличается от классической. Согласно квантовой

теории (качественно подтвержденной экспериментом) для изоэнергетических поверхностей с формой деформированных сфер, должна наблюдаться тонкая структура циклотронного резонанса.

2. Эффект Фарадея на свободных носителях заключается в том, что при прохождении электромагнитной волны через вещество в постоянном магнитном поле, параллельном направлению распространения волны, плоскость поляризации поворачивается. Феноменологически этот эффект можно описать как результат пространственной анизотропии, обусловленной осевой природой магнитного поля. Если разложить линейно поляризованную волну на лево и право циркулярно поляризованные компоненты, то влияние магнитного поля на каждую из них должно быть различным. Влияние магнитного поля на право поляризованную составляющую должно быть таким же, как влияние противоположно направленного поля на лево поляризованную составляющую. Поэтому показатели преломления неодинаковы для обоих направлений поляризации, вследствие чего возникает вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света. Если свет частично поглощается средой, то коэффициент поглощения будет также различным для двух направлений поляризации, и выходящий пучок света будет эллиптически поляризованным.

Решение уравнения движения для электронов в магнитном поле, параллельном направлению распространения света, дает следующие выражения для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости ϵ' и ϵ'' :

$$\epsilon' = n^2 - \kappa^2 = \epsilon_\infty \left[1 - \frac{\omega_p^2 (\omega \pm \omega_c)}{\omega} \cdot \frac{\tau^2}{1 + (\omega \pm \omega_c)^2 \tau^2} \right]; \quad (4.5.14)$$

$$\epsilon'' = 2n\kappa = \epsilon_\infty \left[\frac{\omega_p^2 \tau}{\omega (1 + (\omega \pm \omega_c)^2 \tau^2)} \right], \quad (4.5.15)$$

где ω_c, ω_p — частоты циклотронного и плазменного резонансов, знаки „плюс“ и „минус“ соответствуют двум направлениям поляризации. В пределе, когда члены $(\omega\tau)^{-1}$ и $(\omega_c\tau)^{-1}$, связанные с рассеянием носителей заряда, пренебрежимо малы, можно также пренебречь показателем поглощения κ по сравнению с показателем преломления n . Тогда из уравнений (4.5.14) и (4.5.15) определим выражение для показателя преломления

$$n_{\pm}^2 = \epsilon_{\infty} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c)} \right]. \quad (4.5.16)$$

Выражение для угла вращения плоскости поляризации θ находится из решения волнового уравнения

$$\nabla^2 \mathcal{E}_{\pm} = \frac{4\pi b}{c^2} \frac{\partial \mathcal{E}_{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\epsilon_0}{c} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_{\pm}}{\partial t^2}; \quad (4.5.17)$$

$$\mathcal{E}_{\pm} = \mathcal{E}_x \pm i \mathcal{E}_y \quad (\mathcal{E}_z = 0);$$

$$\mathcal{E}_x = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_+ + \mathcal{E}_-),$$

$$\mathcal{E}_y = \frac{1}{2i} (\mathcal{E}_+ - \mathcal{E}_-).$$

Решение для каждой из двух поляризаций имеет вид

$$\mathcal{E}_{\pm} = \epsilon_0 \exp \left\{ -i\omega \left[(n_{\pm} - i\kappa_{\pm}) z/c - t \right] \right\}. \quad (4.5.18)$$

Угол поворота θ найдем из соотношения

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\mathcal{E}_y(d)}{\mathcal{E}_x(d)} = \operatorname{tg} \left[\frac{\omega}{c} \left(\frac{n_- - n_+}{2} \right) d \right], \quad (4.5.19)$$

где d — расстояние в веществе при отсутствии поглощения ($\kappa = 0$). Таким образом, угол поворота θ определяется разностью длин оптических путей $(n_- - n_+)d$ двух циркулярно поляризованных волн. Подставляем выражение для n_{\pm} в формулу для θ :

$$\theta = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{2cn} \cdot \frac{\omega_c d}{\omega^2 - \omega_c^2}. \quad (4.5.20)$$

Вблизи циклотронной частоты, т.е. $\omega \approx \omega_c$ зависимость $\theta(\omega)$ изменяет знак. В области низких частот ($\omega \ll \omega_c$) угол вращения плоскости поляризации θ не зависит от частоты ω и обратно пропорционален магнитному полю B . Для больших частот ($\omega \gg \omega_c$), угол θ обратно пропорционален квадрату частоты и пропорционален магнитному полю. В обоих случаях зависимости $\theta(B)$ и $\theta(\omega)$ позволяют определить эффективную массу носителей заряда, если известна их концентрация.

В области низких частот $\omega\tau \ll 1$ эффект Фарадея аналогичен эффекту Холла — он позволяет определить постоянную Холла R_H , если известна стационарная проводимость σ . Так, при $\omega \ll \tau^{-1}$ и $\omega_c \ll \tau^{-1}$ получаем

$$\theta = \left(\frac{\pi \sigma_0^3 \omega}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{R_H \cdot B}{c} d. \quad (4.5.21)$$

Эффект Фарадея может быть использован для изучения форм энергетических зон. В случае изотропного неквадратичного закона дисперсии угол вращения θ позволяет определить эффективную массу вблизи поверхности Ферми.

В случае сложных изоэнергетических поверхностей эффект Фарадея позволяет определить некоторую массу m_F , представляющую собой комбинацию компонент тензора эффективной массы. Проводя измерения при различных направлениях магнитного поля, можно найти также компоненты этого тензора.

При квантово-механическом рассмотрении эффекта Фарадея его связывают с дисперсией показателя преломления при оптических переходах между парой уровней Ландау.

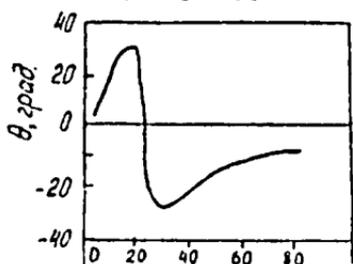


Рис. 4.5.3. Фарадеевское вращение вблизи частоты циклотронного резонанса для $n\text{-InSb}$

Типичный вид зависимости угла θ от магнитного поля приведен на рис. 4.5.3 для фарадеевского вращения вблизи циклотронного резонанса в $n\text{-InSb}$.

3. Эффект осцилляции поглощения проявляется в вырожденных полупроводниках при низких температурах при наличии магнитного поля. Когда магнитное поле таково, что виртуальный заполненный уровень Ландау подходит к уровню Ферми, то оптическая проводимость материала возрастает. Значения магнитного поля, при которых возникают максимумы проводимости, не зависят от энергии фотонов. Это явление является оптическим аналогом эффекта Шубникова-де Гааза.

4. Магнитоплазменное отражение.

При проведении измерений отражения света вблизи плазменного края в магнитном поле обнаружено смещение плазменных минимумов. В маг-

нитном поле носители вращаются вокруг направления поля и эффективная частота вращения для правой и левой круговых поляризации будет различной. Для поляризации с направлением вращения, совпадающим с направлением вращения носителей, плазменный край сдвигается в сторону более высоких частот. Для противоположной поляризации сдвиг происходит к низким частотам.

Используя соотношения для показателей преломления право и лево циркулярно поляризованных волн (n_+ , n_-) найдем смещение плазменных минимумов. В отсутствие магнитного поля минимум отражения ($R \approx 0$) реализуется на частотах $\omega^2 \approx \omega_p^2 [\epsilon_\infty / (\epsilon_\infty - 1)]$, причем показатель преломления n равен 1.

При относительно небольшом смещении частоты (уменьшении) коэффициент отражения резко возрастает до $R = 1$, когда $\omega_p = \omega$ и $n = 0$. При наличии магнитного поля условия, при которых $R = 0$ и $R = 1$ изменяются. Если $\omega_p \gg \omega_c$ и $\epsilon_\infty \gg 1$ ($\alpha \ll n$), принимая во внимание выражения для n_+ и n_- а также $R = (\frac{n_- - 1}{n_+ + 1})^2$, получаем соотношения для частот плазменного края отражения ($R = 1$, $n = 0$).

$$\omega_{\pm} = \omega_p \pm \frac{\omega_c}{2} + \frac{\omega_c^2}{8\omega_p} \quad (4.5.22)$$

В случае $\omega_c \gg \omega_p$ и $\epsilon_\infty \gg 1$ плазменный край отражения ($R = 1$, $n = 0$) соответствует частотам

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \frac{\omega_c}{2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \quad (4.5.23)$$

Существенное различие между отражением в отсутствие магнитного поля и магнито-плазменным отражением заключается в том, что в первом случае имеется один минимум, и во втором — два минимума. Расстояние между плазменными краями циклотронной частоты ω_c . Это позволяет непосредственно измерить циклотронную массу, если сделать небольшую поправку на диэлектрическую проницаемость, определенную по коэффициенту отражения R в области коротких волн, т.к. выражения для ω_{\pm} получены для $\epsilon_\infty \gg 1$.

В другом предельном случае $\omega_c \gg \omega_p$, значение частоты плазменного края для правой поляризации $\omega_+ = \omega_c + (\omega_p^2 / \omega_c)$ существенно отличается от частоты для левой поляризации $\omega_- = \omega_p^2 / \omega_c$. Первый минимум отражения дает поправку к циклотронному резонатору, а второй обусловлен явлением магнито-

плазменного резонанса.

Полезную информацию магнитоплазменные эффекты могут дать, если изучить вращение плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, которое распространяется параллельно магнитному полю и отражается от поверхности полупроводника, вблизи плазменной частоты. Это вращение плоскости поляризации вместе с возникающей эллиптичностью отраженного света называют эффектом Фарадея на отражение или магнитооптическим эффектом Керра. В отличие от эффекта Фарадея, в опытах по отражению в магнитном поле, вращение плоскости поляризации может возникнуть лишь в поглощающей среде. С точки зрения получения информации об эффективных массах носителей заряда исследование эффекта Керра представляет интерес вблизи плазменного края каждой из циркулярно поляризованных волн, т.е. $n_{\pm} = 0$. Тогда при условии $\omega\tau \gg 1$ находим для показателя поглощения

$$\alpha_{\pm}^2 = \epsilon_{\infty} \left[\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c)} - 1 \right]. \quad (4.5.24)$$

Как и в случае магнитоплазменного отражения, частоты "плазменного края" в ω_+ и ω_- отличаются на величину ω_c в зависимости угла поворота θ от частоты. Это позволяет определить эффективную массу носителей заряда. На рис. 4.5.4 и 4.5.5 приведены зависимости коэффициента отражения от энергии фотонов и угла вращения плоскости поляризации от частоты для $n\text{-InSb}$, иллюстрирующие рассмотренные выше эффекты магнитоплазменного отражения и магнитооптического эффекта Керра.

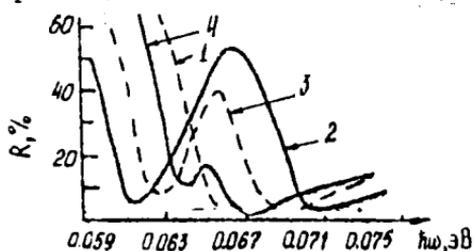


Рис. 4.5.4. Расщепление плазменного края отражения в магнитном поле для $n\text{-InSb}$ с $n = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($B(k\text{Э})$): 1 - 0; 2 - 3; 3 - 25; 4 - 12,1

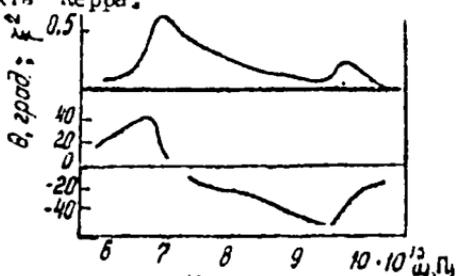


Рис. 4.5.5. Магнитооптический эффект Керра для угла вращения θ и эллиптичности в $n\text{-InSb}$ с $n = 1,03 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300\text{K}$ (сплошная кривая - теория)

ЛИТЕРАТУРА

- Уханов Ю.И. Оптические процессы в полупроводниках.-М.: Наука, 1977, - 356с.
- Тистуль В.И. Введение в физику полупроводников.- М.: Высшая школа, 1975. - 296 с.
- Воронцов В.Ф., Хевизи И., Нянан Л, Оптические свойства полупроводников.- Одесса: Изд-во ОГУ, 1981. - 128с.
- Уханов Ю.И. Оптика полупроводников. Ч.3. Конспект лекций по курсу "Физика полупроводников".-Л.: Изд-во ЛПИ, 1972, -150 с.
- Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. - М.: Наука, 1975. -296 с.

Г Л А В А 5

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА АТОМАМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Участие атомов кристаллической решетки в процессах поглощения уже рассматривалось как испускание и поглощение фононов при не прямых оптических переходах между зонами и внутри зоны при поглощении свободными носителями заряда. Однако в ИК-диапазоне в области $\hbar\omega \ll \Delta E$ может наблюдаться взаимодействие атомов кристаллической решетки с $\hbar\omega$ без участия в этом процессе электронов.

В теории кристаллических решеток термин испускание фонона означает увеличение числа колебаний кристаллической решетки (увеличение ее энергии), что происходит, например, при поглощении кванта света. Термин „поглощение фонона“ означает отбор кванта энергии от решетки, т.е. уменьшение ее энергии. Возможны два механизма взаимодействия света с решеткой:

1. Однофононное поглощение: поглощение кванта $\hbar\omega$ и испускание фонона $\hbar\omega_\phi$ — увеличение энергии решетки на величину энергии кванта света

$$\begin{aligned}\hbar\omega &= \hbar\omega_\phi, \\ \vec{k}\omega &= \vec{k}\omega_\phi.\end{aligned}$$

2. Многофононное поглощение: в процессе участвуют несколько фононов (например, два фонона с частотами ω_1 и ω_2). Процесс идет либо с испусканием двух фононов

$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2,$$

либо с испусканием одного и поглощением другого фонона

$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2.$$

5.1. Фононный спектр кристаллов

Зависимость от волнового вектора частот колебаний атомов

кристаллической решетки или фононный спектр задается дисперсионным соотношением, которое получается из рассмотрения уравнения движения атомов кристаллической решетки. В сравнительно простом случае, когда рассматривается одномерная решетка, построенная из атомов двух сортов, фононный спектр решетки представлен двумя кривыми, отвечающими оптическим и акустическим колебаниям (рис. 5.1.1). Переход к трехмерным кристаллам ведет

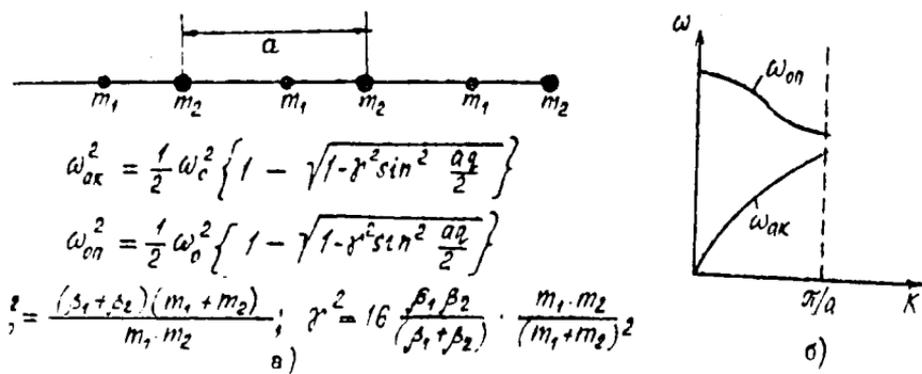


Рис. 5.1.1. Дисперсионные соотношения (а) и фононный спектр одномерного кристалла (б)

к усложнению фононного спектра, который для кристаллов, содержащих по два атома на элементарную ячейку, состоит также из двух групп ветвей, отвечающих оптическим (О) и акустическим (А) колебаниям. Каждая группа содержит три ветви, одна из которых описывает продольные (L), две других - поперечные (Т) колебания. Однако вследствие вырождения число ветвей в группах может быть меньше. На рис. 5.1.2 и 5.1.3 приведены фононные спектры для германия и арсенида галлия. Как видно из рисунков, в центре зоны Бриллюэна имеет место трехкратное вырождение, которое в оптической группе ветвей для кристаллов структурного типа ZnS частично снимается: $\omega_L(k=0) \neq \omega_T(k=0)$. Соотношение Лиддейна-Сакса-Теллера связывает эти частоты фононного спектра со статической (ϵ_s) и высокочастотной (ϵ_∞) диэлектрическими проницаемостями данных кристаллов следующим соотношением:

$$\omega_L^2(k=0)/\omega_T^2(k=0) = \epsilon_s/\epsilon_\infty.$$

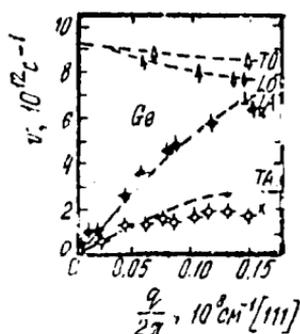


Рис. 5.1.2. Фононный спектр германия

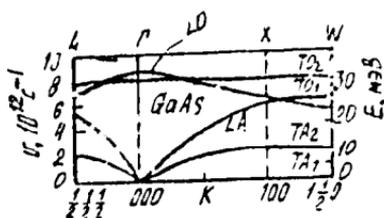


Рис. 5.1.3. Фононный спектр арсенида галлия

5.2. Однофононное поглощение (однофононный резонанс)

Теория однофононного поглощения разработана М. Борном и Х. Кунем в 1912 г. В рассматриваемой теории кристаллическая решетка представляется как совокупность гармонических осцилляторов, характеризующихся собственной частотой ω_0 . Осциллятор — это два колеблющихся атома, характеризующихся массами M_1 и M_2 , эффективным зарядом $q_{\text{эфф}}$. Число таких осцилляторов в единице объема составляет N .

Под действием электрического поля световой волны $E_0 \exp(i\omega t)$ наблюдается смещение (\bar{r}_1) ионов друг относительно друга, обуславливающее поляризацию ионного смещения, и смещение электронных оболочек относительно ядра, т.е. поляризация электронного смещения. Это приводит к появлению электрического момента единицы объема кристалла \vec{P} , называемого вектором поляризации.

Для удобства в теории рассматривается приведенное смещение

$$\bar{r}' = \bar{r}_1 \sqrt{M \cdot N} \quad , \text{ где } M - \text{ приведенная масса атомов.}$$

Запишем уравнение движения и уравнение поляризации для рассматриваемого случая

$$\ddot{\vec{r}} = \beta_{11} \vec{E} - \beta_{12} \vec{r} - q \cdot \dot{\vec{r}} ; \quad (5.2.1)$$

$$\vec{P} = \beta_{21} \vec{E} + \beta_{22} \vec{r} ; \quad (5.2.2)$$

$$\epsilon^* = 1 + \vec{P} / \epsilon_0 \vec{E} . \quad (5.2.3)$$

Выражение (5.2.3) связывает диэлектрическую проницаемость с вектором поляризации и напряженностью поля, вызвавшего данную поляризацию. В (5.2.2) первый член описывает поляризацию электронного смещения, а второй — поляризацию ионного смещения. Первый член в правой части уравнения движения (5.2.1) представляет собой силу, вызывающую смещение зарядов, второй эквивалентен силе, возвращающей заряды в положение равновесия, а третий учитывает взаимодействие со средой, определяющее затухание колебаний, и подобен силе трения (теория Борна и Куна разработана для случая $q = 0$). Подобное (5.2.1) уравнение движения было рассмотрено ранее и показано, что константа силы, возвращающей заряды в положение равновесия (если считать эту силу упругой), равна квадрату собственной частоты германического осциллятора. Авторы рассматриваемой теории полагают $\omega_0 = \omega_T(0)$. Так как при поглощении кванта света испускается фотон, энергия которого равна $\hbar\omega$, а импульс очень мал ($k_f = k_{\omega} = 0$), то наиболее вероятным является испускание оптического фотона с $k \approx 0$. Далее, исходя из того, что электромагнитные волны являются поперечными, авторы рассматриваемой теории считали наиболее вероятным испускание именно поперечного оптического фотона, частоту которого далее обозначим ω_T . Таким образом, $\beta_{12} = \omega_T^2$.

Записав уравнение поляризации и диэлектрическую проницаемость для $\omega = \infty$ и $\omega = 0$, определим остальные коэффициенты в (5.2.1) и (5.2.2). Если $\omega \rightarrow \infty$, то поляризация ионного смещения не успевает устанавливаться, и вектор поляризации определяется только поляризацией электронного смещения:

$$\vec{P} = \beta_{12} \vec{E} ; \quad \epsilon_{\infty} = 1 - \frac{\beta_{21}}{\epsilon_0} , \text{ т. е. } \beta_{21} = \epsilon_0 (\epsilon_{\infty} - 1) .$$

В постоянном поле ($\omega = 0$) оба вида поляризации имеют место :

$\vec{P} = (\epsilon_\infty - 1)\epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_{22} \vec{r}$. Однако при этом $\dot{r} = 0$, $\ddot{r} = 0$ и уравнение (5.2.1) имеет вид $\omega_T^2 \vec{r} = \epsilon_{11} \vec{E}$. Учитывая равенство коэффициентов ϵ_{11} и ϵ_{22} , описывающих взаимосвязанный процесс, получим $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \omega_T (\epsilon_s - \epsilon_\infty)^{1/2} \epsilon_0^{1/2}$. Таким образом, определив коэффициенты, перепишем уравнения (5.2.1) и (5.2.2) в следующем виде:

$$\ddot{\vec{r}} = \omega_T (\epsilon_s - \epsilon_\infty)^{1/2} \epsilon_0^{1/2} \vec{E} - \omega_T^2 \vec{r} - g \dot{\vec{r}};$$

$$\vec{P} = (\epsilon_\infty - 1)\epsilon_0 \vec{E} + \omega_T (\epsilon_s - \epsilon_\infty)^{1/2} \epsilon_0^{1/2} \vec{r}.$$

Подставляя $\vec{r} = \gamma_0 e^{i\omega t}$, получим

$$\gamma_0 = \frac{\omega_T (\epsilon_s - \epsilon_\infty)^{1/2} \epsilon_0^{1/2} \epsilon_0}{(\omega_T^2 - \omega^2 + i\omega g)}. \quad (5.2.4)$$

Подставляя в (5.2.2') $\vec{r} = \gamma_0 e^{i\omega t}$ с учетом (5.2.4), получим

$$\vec{P} = (\epsilon_\infty - 1)\epsilon_0 \vec{E} + \frac{\omega_T^2 (\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{(\omega_T^2 - \omega^2 + ig\omega)}. \quad (5.2.5)$$

Для комплексной диэлектрической проницаемости (5.2.3) получим следующее выражение:

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\omega_T^2 (\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{(\omega_T^2 - \omega^2 + ig\omega)} = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + ig\omega} \right).$$

Отсюда

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{(\omega_L^2 - \omega_T^2)(\omega_T^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + g^2 \omega^2} \right); \quad (5.2.6)$$

$$\epsilon''(\omega) = \epsilon_\infty \frac{(\omega_L^2 - \omega_T^2) g \omega}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + g^2 \omega^2}. \quad (5.2.7)$$

Формулы (5.2.6) и (5.2.7) определяют дисперсию стических постоянных, т.к. известно, что: $\epsilon'(\omega) = n^2(\omega) - \kappa^2(\omega)$
 $\epsilon''(\omega) = 2n(\omega) \kappa(\omega)$.

Анализ частотных зависимостей ϵ' и ϵ'' проводится в предположении малого значения коэффициента затухания ($\zeta \ll 1/\omega$)

1. Для любых частот

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2} \right). \quad (5.2.8)$$

При $\omega = 0$; $\epsilon'(0) = \epsilon_{\infty} \left[1 + (\omega_L^2 - \omega_T^2)/\omega_T^2 \right] = \epsilon_{\infty} (\omega_L^2/\omega_T^2) = \epsilon_s$

При увеличении частоты знаменатель второго слагаемого в (5.2.8) уменьшается, что отвечает возрастанию $\epsilon'(\omega)$ (рис. 5.2.1). При приближении частоты падающего излучения к ω_T $\epsilon'(\omega) \rightarrow \infty$, однако при переходе через ω_T величина ϵ' обращается в $-\infty$. При $\omega = \omega_L$ $\epsilon'(\omega) = 0$. Последующее возрастание частоты приводит к увеличению $\epsilon'(\omega)$, предельным значением которой является ϵ_{∞} .

$$2. \epsilon''(\omega) = \epsilon_{\infty} \frac{(\omega_L^2 - \omega_T^2) g \omega}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2}. \quad (5.2.9)$$

Анализ выражения (5.2.9) показывает, что $\epsilon''(\omega)$, как и пропорциональный ей коэффициент поглощения α , при $\omega \rightarrow \omega_T$ обращается в бесконечность. Учет затухания колебаний ограничивает возрастание $\epsilon''(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ в области $\omega \approx \omega_T$. При $\omega = 0$ и $\omega \gg \omega_L$ $\epsilon''(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ стремятся к нулю (рис. 5.2.1).

3. Спектр $R(\omega)$ описывается выражением

$$R(\omega) = \frac{(n-1)^2 + \alpha^2}{(n+1)^2 + \alpha^2}. \quad (5.2.10)$$

Как показано выше, в интервале частот $\omega_T \leq \omega < \omega_L$ имеет место $\epsilon'(\omega) < 0$, что отвечает полному отражению электромагнитной волны от образца, т.е. в данном спектральном интервале $R(\omega) = 1$. В этой области частот ϵ'' , α велики (рис. 5.2.2). Однако при $\omega < \omega_T$ ($\omega \ll \omega_T$) и $\omega > \omega_L$ ($\omega \gg \omega_T$) поглощение мало (рис. 5.2.2), можно считать $\alpha^2 \ll (n-1)^2$ и рассчитывать коэффициент отражения по более простой формуле

$$R(\omega) = \left(\frac{n(\omega)-1}{n(\omega)+1} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{\epsilon'(\omega)}-1}{\sqrt{\epsilon'(\omega)}+1} \right)^2. \quad (5.2.11)$$

При анализе частотной зависимости коэффициента отражения используем рис. 5.2.4. В соответствии с частотной зависимостью $\epsilon'(\omega)$ для $\omega \ll \omega_T$

$$R = R_s = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_s} - 1}{\sqrt{\epsilon_s} + 1} \right)^2, \quad (5.2.12)$$

а для области высоких частот ($\omega \gg \omega_L$)

$$R = R_\infty = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_\infty} - 1}{\sqrt{\epsilon_\infty} + 1} \right)^2. \quad (5.2.13)$$

в области частот, несколько больших ω_L , наблюдается резкий спад коэффициента отражения от 1 (при $\omega = \omega_L$) до R_{\min} , которое имеет место при $\omega = \omega_{\min}$

$$\omega_{\min} = \omega_T \left[(\epsilon_s - 1) / (\epsilon_s + 1) \right]^2. \quad (5.2.14)$$

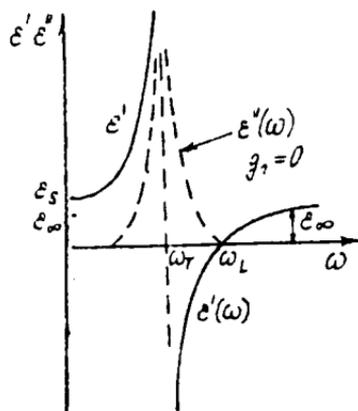


Рис. 5.2.1. Частотные зависимости компонент диэлектрической проницаемости

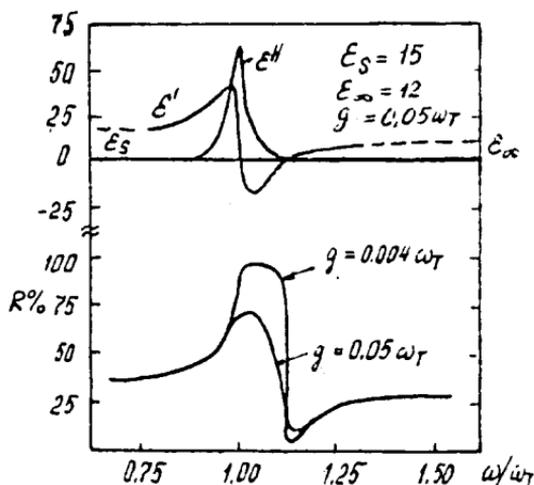


Рис. 5.2.2. Расчетные зависимости $n(\omega)$, $\kappa(\omega)$ и $R(\omega)$ для InSb

Выражение (5.2.14) для частоты излучения, отвечающей минимальному значению коэффициента отражения, получено для рас-

считываемого выше случая пренебрежении затуханием колебаний осциллятора ($q = 0$). Учет затухания колебаний приводит к уменьшению коэффициента отражения в области $\omega_T - \omega_L$, называемой областью остаточных лучей, и ограничивает возрастание $\epsilon''(\omega)$, но ликвидирует разрыв функции $\epsilon'(\omega)$ при $\omega = \omega_T$. Результаты такого расчета, выполненного для конкретного значения коэффициента затухания $q = 0.05 \omega_T$, приведены на рис. 5.2.2. Как и следовало ожидать, однофононный резонанс не имеет места в ковалентных кристаллах германия и кремния и в то же время спектры отражения кристаллов химических соединений A^3B^5 и их твердых растворов имеют явно выраженные особенности, свойственные однофононному поглощению света (рис. 5.2.3, 5.2.4).

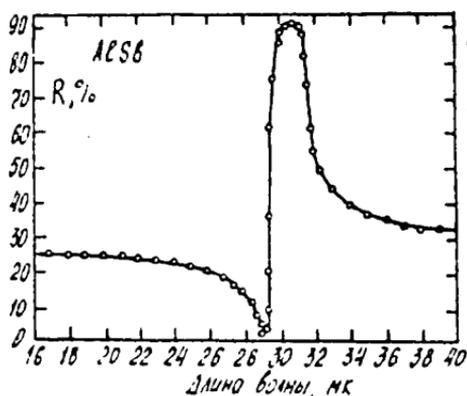


Рис. 5.2.3. Спектр отражения антимонида алюминия

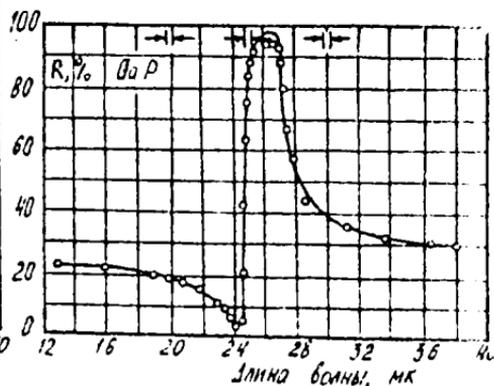


Рис. 5.2.4. Спектр отражения фосфида галлия

Экспериментально наблюдаемые спектры отражения в области полосы остаточных лучей для целого ряда кристаллов группы A^3B^5 ($AlSb$, BN , BP , $GaAs$, $GaSb$, GaP , $InAs$, InP) хорошо согласуются с расчетными спектрами, полученными на основе одноосцилляторной модели. Расчетные спектры методом подгонки параметров (с использованием ЭВМ) сопоставляются с экспериментальными и по ним определяются ω_T , ω_L , ϵ_S , ϵ_∞ и т.д. Однако в ряде экспериментальных спектров в области полосы остаточных лучей наблюдается тонкая структура, не предсказываемая в одноосцилляторной модели. Для описания таких спектров следует при-

менить теорию, учитывающую набор осцилляторов. Спектры отражения твердых растворов $Ga_{1-x}Al_xAs$, $GaAs_xP_{1-x}$ содержат две полосы большого отражения, положение которых смещается с изменением соотношения компонент твердых растворов. На основе экспериментальных спектров отражения проведены определения ω_T , ω_L твердых растворов, а сильную зависимость положения максимумов отражения от состава твердого раствора можно использовать для определения его состава. Содержание Al в твердом растворе $Ga_{1-x}Al_xAs$ определяется таким методом с точностью до 2%. Дисперсию диэлектрической проницаемости в оптическом диапазоне длин волн ($\epsilon_\infty = n_0^2$) и на радиочастотах ϵ_s , обусловленную полосой поглощения остаточных лучей, используют для определения эффективного заряда ионов в бинарных соединениях по формуле Сигети

$$\Delta \epsilon = \epsilon_s - n_0^2 = \frac{Nq_{эф}^2}{\mu\omega_0^2 \epsilon_0} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{9}, \quad (5.2.15)$$

где $1/\mu = 1/M_1 + 1/M_2$ - приведенная масса атомов, $q_{эф}$ - эффективный заряд атомов. Множитель $(n_0^2 + 2)^2/9$ получен Сигети при решении задачи с учетом эффективного поля, действующего на ионы в кристалле. для $n_0 \approx 1$ этот множитель обращается в 1. По величине $\Delta \epsilon$ были рассчитаны значения эффективного заряда ионов в ряде бинарных соединений (табл. 5.2.1.)

Таблица 5.2.1

Крис- талл	$n_0^2 = \epsilon_\infty$	$\epsilon_s(0)$	$q_{эф} / q$
InSb	15,68	17,88	0,42
InAs	11,8	14,55	0,56
InP	9,61	12,37	0,66
GaSb	14,44	15,69	0,33
GaAs	11,1	13,13	0,51
AlSb	9,88	11,212	0,48

5.3. Плазмон - фононный резонанс

Плазмонами называются коллективные колебания электронного газа относительно ионного остова решетки. Эти колебания свободных носителей характеризуются резонансной частотой ω_p , зависящей от концентрации свободных носителей (n_0): $\omega_p^2 = q_1^2 n_0 / \epsilon_c \epsilon_\infty m_n^*$. Предыдущее рассмотрение проведено для случая, когда частота падающего излучения $\omega > \omega_p$. Однако когда $\omega_p \approx \omega_L \approx \omega_T$, то вклад в оптические постоянные в данном спектральном интервале определяется взаимодействием с излучением как фононов, так и плазмонов, т.е. свободных носителей. Взаимодействие излучения одновременно с фононами и плазмонами описывается $\epsilon^*(\omega)$ следующего вида (для $k = 0$):

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2}{\omega^2 - i q_1 \omega} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega_T^2}{(\omega_T^2 - \omega^2) + i q_2 \omega}. \quad (5.3.1)$$

В (5.3.1) коэффициенты q_1 и q_2 учитывают взаимодействие среды с электронами и колеблющимися атомами, приводящее к затуханию этих колебаний соответственно.

Если, следуя Борну и Куню, пренебречь этими взаимодействиями, для диэлектрической проницаемости, которая в этом случае становится действительной величиной, в длинноволновом пределе ($k \rightarrow 0$) получаем следующее выражение:

$$\epsilon^1(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2} \right). \quad (5.3.2)$$

Частоты, при которых проявляются особенности спектра оптических постоянных, находят из условия $\epsilon^1(\omega) = 0$, которое приводит к следующему уравнению:

$$\omega^4 - (\omega_p^2 + \omega_L^2) \omega^2 + \omega_p^2 \omega_T^2 = 0; \quad (5.3.3)$$

$$2 \omega_{\pm}^2 = (\omega_p^2 + \omega_L^2) \pm \sqrt{(\omega_p^2 + \omega_L^2)^2 - 4 \omega_p^2 \omega_T^2}. \quad (5.3.4)$$

С учетом знака перед корнем в (5.3.4) получаем высокочастотную (ω_+) и низкочастотную (ω_-) ветви особенностей оптических

спектров. Анализ выражений (5.3.4) проведем для крайних случаев (для образцов с малой и большой концентрацией носителей заряда).

1. Если концентрация носителей заряда в исследуемых образцах мала, т.е. $\omega_p^2 \ll \omega_L^2$, то для ω_+ и ω_- получаем следующие выражения:

$$2\omega_{\pm}^2 = \omega_L^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - 4\omega_p^2 \omega_T^2 / \omega_L^4} \right).$$

Пренебрегая под корнем вторым членом по сравнению с первым, получим $2\omega_{\pm}^2 = 2\omega_L^2$, т.е. высокочастотная ветвь в образцах с малой концентрацией определяется взаимодействием света с фононами. Разлагая корень в ряд и ограничиваясь первыми двумя членами, получаем

$$2\omega_{\pm}^2 \approx \omega_L^2 \left(\frac{1}{2} \frac{4\omega_p^2 \omega_T^2}{\omega_L^4} \right) = 2\omega_p^2 (\epsilon_{\infty} / \epsilon_s),$$

т.е. ω_- определяется взаимодействием с плазмонами, ограниченными низкочастотной диэлектрической проницаемостью.

2. При большой концентрации носителей ($\omega_p^2 \gg \omega_L^2$) получаем

$$2\omega_+^2 = 2\omega_p^2;$$

$$2\omega_-^2 = \omega_p^2 (2\omega_T^2 / \omega_p^2) = 2\omega_T^2.$$

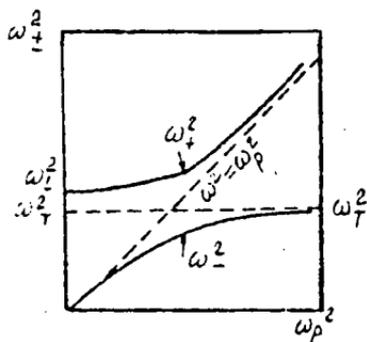


Рис. 5.3.1. Расчетные ветви: ω_+^2 , ω_-^2

Итак, вклады в поляризацию среды от смещений под действием излучения электронов и атомов (ионов) в высокочастотной ветви синфазны, а в низкочастотной ветви эти вклады находятся в противофазе (рис. 5.3.1).

При малой концентрации носителей высокочастотная ветвь имеет фононный характер, а низкочастотная — плазменный. В образцах с большой концентрацией носителей, наоборот, — низкочастотная ветвь определя-

ются фонами, а высокочастотная - плазмонами.

Зная вид зависимости $\epsilon(\omega)$, можно рассчитать спектр отражения $R(\omega)$. При нормальном падении излучения, воспользовавшись формулой Френеля, в пренебрежении поглощением имеем

$$R(\omega) = \left[\frac{(\sqrt{\epsilon'(\omega)} - 1)}{(\sqrt{\epsilon'(\omega)} + 1)} \right]^2. \quad (5.3.5)$$

Результат такого расчета приведен на рис. 5.3.2 для случая $\omega_p^2 = 0,96\omega_L^2$, т.е. $\omega_p \approx \omega_L \approx \omega_T$, когда со светом взаимодействуют и фононы, и плазмоны.

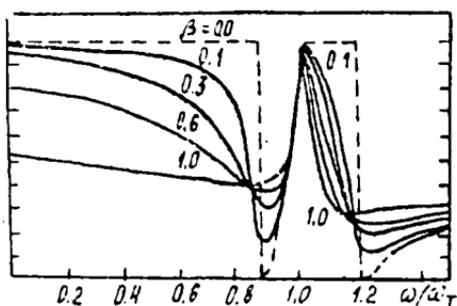


Рис. 5.3.2. К формуле (5.3.5)

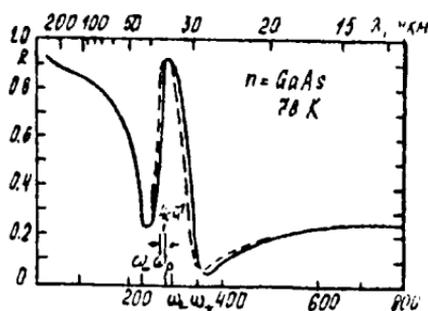


Рис. 5.3.3. Спектр отражения арсенида галлия

Расчет $R(\omega)$ проведен для случая $\epsilon_\infty = 14,0$ и $\epsilon_s/\epsilon_\infty = 1,1$. В качестве параметра кривых, представленных на рисунке, используется параметр β , пропорциональный коэффициенту затухания плазменных колебаний свободных носителей ($\beta = g_1\omega_L/\omega_p^2$). Пунктиром представлен спектр отражения, отвечающий рассмотренному выше случаю $g_1 = g_2 = 0$. Остальные кривые получены с учетом затухания плазмонов, когда в формуле (5.3.5) использовано выражение для $\epsilon^*(\omega)$ (5.3.1) при $g_2 = 0$. Как видно из рисунка, спектр отражения при отсутствии затухания имеет два резко выраженных минимума с нулевым отражением, первый из которых (низкочастотный) ограничивает область "металлического" отражения света плазмонами, а участок второй области $R = 1$, лежащий между минимумами, отвечает полосе остаточных лучей. Учет затухания плазмонов приводит к существенному изменению всего спек-

тра; увеличивается значение коэффициента отражения света в области обоих минимумов, уменьшается R (менее 1) перед минимумами. С увеличением затухания полоса остаточных лучей сужается, а значение $R = 1$ сохраняется только при $\omega = \omega_T$. Таким образом, учет затухания колебаний свободных носителей вызывает изменение спектра отражения не только в том спектральном интервале, где преобладающим является взаимодействие света с плазмонами, но и в области фононного взаимодействия, что обусловлено плазмон-фононным взаимодействием. Учет затухания решеточных колебаний ($q_2 \neq 0$) приводит к уменьшению R ($R < 1$) при $\omega = \omega_T$.

Экспериментально плазмон-фононный резонанс наблюдается в кристаллах, в которых возможно однофононное поглощение, т.е. в кристаллах химических соединений. На рис. 5.3.3 штриховой линией показан спектр отражения при плазмон-фононном резонансе в образце n -GaAs с концентрацией электронов $7,22 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Сплошная линия на этом рисунке соответствует расчетному спектру $R(\omega)$, вычисленному по формуле (5.3.5) с использованием (5.3.1). В качестве подгоночных параметров расчетного спектра к экспериментальному использованы q_1 и q_2 . Частоты ω_+ , ω_p , ω_- и ω_T показаны на оси абсцисс вертикальными штрихами. При этом ω_+ и ω_- вычислялись из формулы (5.3.4), которая не учитывает затухания, ω_- — из полосы остаточных лучей чистого кристалла, а ω_p и m_n^* — из эффекта Фарадея. Рассчитанные ω_+ и ω_- для всех исследованных образцов хорошо совпадали с положениями минимумов в экспериментальных спектрах отражения. Для всех исследованных образцов время релаксации τ оказалось равным $1/q_1$ с точностью до 10%. Определенные из подгонки расчетных спектров к экспериментальным значения эффективных масс электронов совпали с данными эффекта Фарадея.

Плазмон-фононный резонанс экспериментально наблюдался также в GaP, HgTe и твердых растворах $\text{In Ga}_{1-x}\text{Sb}$.

5.4. Многофононное поглощение света

Как отмечено ранее, однофононное поглощение света имеет место в полупроводниковых соединениях, химическая связь между

ский фонон. На рис. 5.4.2 показан "разностный" процесс, когда энергия поглощенного кванта света отвечает разности энергий, участвующих во взаимодействии фононов, импульсы которых практически равны (с точностью до \vec{k}_ω). Фононный спектр кристаллов представляется совокупностью монотонных кривых и для двухфононных процессов можно подобрать различные комбинации пар фононов, которые бы обеспечили монотонное поглощение света в широком спектральном интервале. Однако экспериментально наблюдаются четкие полосы поглощения, т.е. поглощение света атомами кристаллической решетки имеет селективный характер. Это обусловлено тем, что не все колебания дают равноценный вклад в процесс взаимодействия с фотоном. Поглощение будет наибольшим, когда во взаимодействии со светом участвуют фононы тех областей фононного спектра, где плотность состояний максимальна. Эти области или точки фононного спектра называются критическими, в них наклон кривых $\omega(\vec{k})$ равен нулю, т.е. ветви идут параллельно оси \vec{k} . Рассматривая фононный спектр (рис. 5.1.2, 5.1.3), можно убедиться, что таких точек сравнительно немного: это точки в центре зоны Бриллюэна и на краях в направлениях $[100]$ и $[111]$. Учет правил отбора дополнительно уменьшает число фононов, способных принять участие в процессе взаимодействия с фотонами. Разрешенные правилами отбора двухфононные процессы в кристаллах структурных типов алмаза, цинковой обманки и каменной соли представлены в виде таблиц в книге М.И. Уханова.

В заключение необходимо отметить, что величина многофононного поглощения резко понижается с уменьшением температуры кристалла, если процесс идет с поглощением фонона. Это понятно, т.к. с понижением температуры (при $kT < \hbar\omega_\phi$) резко (по экспоненте) убывает число фононов.

Таким образом, изучение спектров поглощения света атомами кристаллической решетки несет информацию о фононном спектре решетки исследуемого кристалла. Однофононный резонанс дает возможность определения частот колебаний, отвечающих центру зоны Бриллюэна. Наблюдение значительно более слабого многофононного поглощения и расшифровка его спектра выявляет частоты других критических точек фононного спектра исследуемых объектов.

ЛИТЕРАТУРА

- Уханов Д.М. Оптические свойства полупроводников.- М.: Наука, 1977.- 365 с.
- Горн М., Кунь Х. Динамическая теория кристаллических решеток.- М.: ИЛ, 1958.- 296 с.
- Воронцов В.Ф., Хечиши И., Нанян Л. Оптические свойства полупроводников.- Одесса: Изд-во ОИУ, 1981.- 128 с.
- Смит Р. Полупроводники.- М.: Мир, 1982.- 558 с.
- Фистуль, В.И. Введение в физику полупроводников.- М.: Высшая школа, 1984.- 352 с.
- Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках.- М.: Мир, 1973.- 456 с.

ПОГЛОЩЕНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Процессы поглощения ионизирующих излучений полупроводника сопровождаются изменением их физических свойств. Поэтому целью исследований в данной области является создание материалов с заданными свойствами. Хорошо известными примерами являются ионное и нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. Другим важным примером может служить конструирование ядерных реакторов, корпуса которых должны выдерживать продолжительное воздействие мощной радиации. Разработка радиоэмиссионно-отстойной аппаратуры для различных областей применений также предполагает наличие полной информации о закономерностях поведения материалов, о характере изменения их свойств и степени возможных повреждений, наблюдаемых под воздействием излучений. И, наконец, решение проблемы регистрации ядерных излучений связано с созданием эффективных полупроводниковых счетчиков (детекторов) ионизирующей радиации, принцип действия которых основан на взаимодействии частиц с высокой энергией с твердым телом.

6.1. Типы ионизирующих излучений

Рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение с весьма короткой длиной волны ($2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$ м), возникающее вне ядра атома в результате потери энергии электронами. Оно может быть получено в рентгеновских трубках в процессе бомбардировки металлической мишени электронами, ускоренными электрическим полем, при работе ускорителей, бетатронов, в электронных микроскопах, мощных генераторах и выпрямительных лампах, а также в электронно-лучевых установках. Важнейшим свойством рентгеновского излучения является большая проникающая способность.

Гамма-лучи, подобно рентгеновским, относятся к электромагнитному излучению, но обладают более короткими длинами волн ($10^{-11} - 10^{-15}$ м) и внутриядерным происхождением. Они обычно воз-

никакт при распаде радиоактивных ядер, происходящем с испусканием α - и β -частиц. После испускания частицы ядро остается в возбужденном состоянии и возвращается в основное состояние с испусканием γ -квантов. Их энергия составляет 0,001-10 Мэв и более. Большинство радиоактивных изотопов излучает фотоны с энергией, близкой к 1 Мэв. Проникающая способность гамма-излучения связана с его энергией.

Бета(электронное)-излучение

Бета-излучение является потоком электронов, сопровождающим процесс ядерного распада большинства естественных радиоактивных элементов. Кроме того, β -лучи могут получаться при ускорении в электрическом поле электронов, испускаемых катодом. К β -лучам относят также потоки позитронов, имеющих такую же массу, как электроны, но обладающие положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Позитроны образуются как при естественном, так и при наведенном радиоактивном распаде. Электроны и позитроны образуются одновременно при взаимодействии γ -лучей высокой энергии с веществом. Энергия электронов при ядерном распаде не является определенной, а лежит в интервале значений: от нуля до некоторой максимальной величины. Ускорители как источники электронов используются для создания потоков электронов больших энергии.

Протонное излучение

Протонное излучение представляет собой поток высокоэнергетических протонов. Протон является ядром самого легкого изотопа - водорода и входит вместе с нейтронами в состав атомного ядра. Протоны испускаются ядрами атомов в результате бомбардировки их заряженными частицами, γ -квантами, нейтронами и т.д.

Альфа-излучение

Альфа-частицы представляют собой ядра атомов гелия, несут двойной положительный заряд и имеют атомный номер, равный 4. α -излучение наблюдается преимущественно у естественных радиоактивных элементов: радия, тория, урана, полония и др., причем ядерный распад с излучением α -частиц характерен в основном для элементов с большим атомным весом. α -частицы обладают энергией порядка 1-10 Мэв. Альфа-частицы являются типичным представителем группы, в которую включены все заряженные ядра от прото-

нов до самых тяжелых осколков деления. Такие частицы обычно называются ионами и могут обладать любым зарядом от q до Zq , где Z — атомный номер и q — заряд электрона. С увеличением Z быстро растет вероятность того, что только небольшая часть орбитальных электронов будет оторвана от атома. Легкие ионы могут быть образованы путем электрического или теплового возбуждения атомов и затем ускорены в равных типах ускорителей частиц. Различные ионы могут возникать при бомбардировке мишени ядерным излучением.

Нейтроны и излучение

Нейтронное излучение представляет собой поток нейтронов, являющихся частью атомного ядра и не обладающих электрическим зарядом. В зависимости от величины кинетической энергии нейтроны подразделяются на тепловые (энергия около 0,025 эВ), медленные (энергия около 0,1 эВ), промежуточные (5–500 МэВ и более). Медленные и тепловые нейтроны при столкновении с атомами вступают с ними в ядерные реакции, в результате чего возникает ионизирующее излучение. При этом образуются стабильные или радиоактивные изотопы. Основным источником нейтронов различных энергий служат атомные реакторы. Нейтроны могут быть также получены при осуществлении ядерных реакций с помощью ускоренных тяжелых частиц. Они могут образовываться в процессе работы ускорителей α -частиц в результате действия тормозного γ -излучения по (γ, n) -реакции.

6.2. Взаимодействие ионизирующих излучений с полупроводниками

6.2.1. Взаимодействие гамма-излучения с полупроводниками

При взаимодействии рентгеновского и гамма-излучений с веществом могут иметь место три основных процесса: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар.

Фотоэффект

Фотоэффект заключается во взаимодействии фотона с атомом полупроводника, который, полностью поглощая энергию, испускает с различных электронных оболочек один или несколько электронов

с различной кинетической энергией. Выбитые из атома в результате фотоэффекта электроны носят название фотоэлектронов. Таким образом, при фотоэффекте наблюдается сложный спектр электронов с различной энергией. Вероятность ионизации различна для различных оболочек и зависит от энергии излучения.

Электрон вылетает из атома со следующей кинетической энергией

$$E_{\beta} = E_{\gamma} - E_{\beta}, \quad (6.2.1)$$

где E_{γ} — энергия γ -кванта, E_{β} — энергия связи орбитального электрона в атоме. При этом первичный фотон поглощается, а возбужденный атом испускает один или несколько фотонов характеристического рентгеновского излучения с энергией, равной E_{β} . Обычно на выбивание электрона расходуется относительно небольшая часть энергии γ -кванта, основная же часть переходит в кинетическую энергию электрона. Если энергия вторичного кванта невелика, то он может поглощаться в веществе, в котором возник. Кроме того, энергия, выделяющаяся при такой перестройке в атоме, может передаваться непосредственно одному или нескольким электронам, находящимся на наружных или внутренних оболочках, в результате чего произойдет выброс их из атома (эффект Оже) вместе с выбитыми фотоэлектронами. Кинетическая энергия выбитого гамма-квантом электрона может быть настолько большой, что этот электрон, в свою очередь, вызывает ионизацию других атомов. В связи с этим квантовый выход при поглощении гамма-квантов большой энергии может превышать единицу. Поэтому величина квантового выхода равна $\eta = E_{\gamma}/W$, где W — средняя энергия ионизации или образования электронно-дырочной пары.

При возбуждении электронно-дырочных пар передаваемая им энергия может распределяться случайным образом между электроном и дыркой. Для осуществления вторичной ионизации образовавшейся частицей, чтобы величина энергии W была больше $2\Delta E$, где ΔE — ширина запрещенной зоны полупроводника. Однако возбужденные электроны и дырки до акта ионизации теряют часть своей энергии на соударение с решеткой, поэтому значения средней энергии ионизации W должны быть близки к величине $3\Delta E$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными в табл.6.2.1.

Таблица 6.2.1.

полупров.	$\Delta E, \text{эВ}$	$W, \text{эВ}$	$3\Delta E, \text{эВ}$
Si	1,12	3,61	3,36
Ge	0,74	2,98	2,22
GaAs	1,4	6,3	4,2
CdTe	1,47	4,43	4,41

Коэффициент поглощения гамма-излучения при фотоэффекте определяется следующим выражением:

$$\alpha_{\varphi-\text{э}} = 10^{-23} N Z E_{\gamma}^{-3.5}, \text{ см}^{-1}. \quad (6.2.2)$$

Здесь N – число атомов поглотителя.

Эта формула получена Гайтлером для фотонов, энергия которых больше энергии связи электронов k -оболочки. Как видно из формулы, коэффициент поглощения очень быстро растет с ростом атомного номера Z поглотителя и резко уменьшается с ростом энергии фотона E_{γ} . Так, например, в кремнии поглощение, обусловленное фотоэффектом, существенно при энергии ниже 100 кэВ.

Комптон-эффект

Комптон-эффект представляет собой упругое соударение гамма-кванта с внешними электронами атомной оболочки. При этом из атома выбивается электрон отдачи, получивший лишь часть кинетической энергии первичного фотона, а вместо последнего образуется вторичный фотон с меньшей энергией и движущийся в ином направлении. Энергия электрона отдачи равна разности между энергиями первоначального и рассеянного фотонов: $E_{\beta} = E_{\gamma} - E_{\gamma}'$. Комптон определил, что энергия рассеянного фотона E_{γ}' определяется выражением

$$E_{\gamma}' = E_{\gamma} / [1 + (1 - \cos \theta) E_{\gamma} / mc^2], \quad (6.2.3)$$

где θ – угол, на который рассеивается фотон относительно своего первоначального направления, m – масса электрона, c – скорость света.

Электроны отдачи (комптоновские электроны) и вторичные фотоны способны производить дальнейшую ионизацию. При этом электроны отдачи могут иметь любую энергию от нулевой до максимального значения, соответствующего минимуму значения E_{γ}' , которое имеет место при рассеянии фотона в обратном направлении ($\theta = 180^{\circ}$)

$$E_{\beta \max} = \frac{2 E_{\gamma}^2}{mc^2 + 2 E_{\gamma}}. \quad (6.2.4)$$

Коэффициент поглощения при комптон-эффекте пропорционален количеству электронов в материале NZ , т.к. каждый электрон поглотителя независимо участвует в процессе рассеяния. Клейн и Нишина, а также Тамм показали, что при больших энергиях фотона ($E_\gamma > 1\text{МэВ}$) коэффициент поглощения определяется выражением

$$\mu_{\text{компл}} = 10^{-25} NZ [\ln(2E_\gamma/mc^2) + 1/2] E_\gamma^{-1}, \text{ см}^{-1}. \quad (6.2.5)$$

В кремнии данный эффект играет основную роль в процессе поглощения γ -квантов с энергиями 0,05–15 МэВ.

Эффект образования пар

При еще более высоких энергиях гамма-квантов поглощение излучения может происходить за счет образования пар электрон-позитрон. При этом энергия фотона должна превышать суммарную энергию покоя этих частиц $2mc^2 = 1,02\text{ МэВ}$. Кроме того, в соответствии с законами сохранения энергии и импульса процесс образования пары должен происходить в поле третьей частицы. Ею обычно является атомное ядро, хотя пара может образоваться в поле электрона. При этом первичный квант взаимодействует не с электроном атома, а непосредственно с его электромагнитным полем (или полем ядра), в результате чего образуются элементарные частицы с противоположными зарядами. Разность энергии фотона и энергии покоя пары образующихся частиц переходит в кинетическую энергию электрон-позитронной пары: $E_{\text{кин}} = E_\gamma - 2mc^2$. Электроны и позитроны, возникающие при рождении пар, теряют свою кинетическую энергию на ионизацию атомов полупроводника. При встрече электрона и позитрона возникает явление, обратное процессу их рождения – аннигиляция. В результате аннигиляции частицы преобразуются в два разлетающихся в противоположные стороны фотона аннигиляционного излучения с энергией, равной сумме оставшейся кинетической энергии частиц и их энергии покоя.

При энергиях фотонов, близких к пороговой энергии образования пары, коэффициент поглощения записывается таким образом:

$$\mu_{\text{сбр. пар}} = NZ^2 (E_\gamma - 2mc^2), \text{ см}^{-1}. \quad (6.2.6)$$

В кремнии процесс образования пар играет важную роль при погло-

щении фотонов с энергией выше 15 МэВ.

Для электромагнитного излучения высокой энергии помимо описанных выше процессов существует вероятность взаимодействия гамма-квантов непосредственно с ядрами атомов. Явление подобного типа носит наименование ядерного фотоэффекта. В результате протекающих при этом ядерных реакций возникают нейтроны или протоны, а также образуются радиоактивные ядра.

Коэффициент поглощения, учитывающий все процессы взаимодействия, записывается в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_{\text{ф-э}} + \alpha_{\text{компт}} + \alpha_{\text{обр.ядр.}} \quad (6.2.7)$$

Т.к. в каждом из этих процессов фотоны поглощаются индивидуально в единичном акте и выводятся из пучка, то интенсивность пучка фотонов, прошедших через поглотитель, равна $I = I_0 \exp(-\alpha d)$, где I_0 - начальная интенсивность пучка, d - толщина поглотителя. На рис. 6.2.1 показана зависимость коэффициента поглощения α , обусловленного рассмотренными выше эффектами в германии.

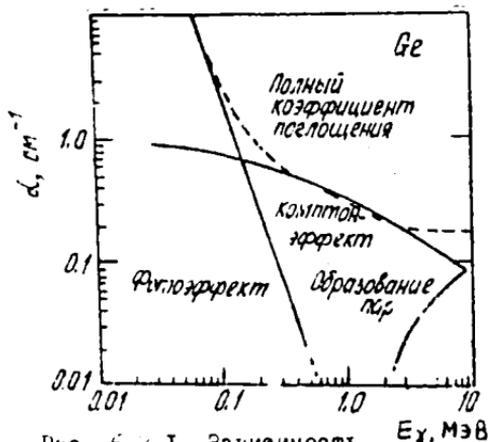


Рис. 6.2.1. Зависимость полного коэффициента поглощения в германии от энергии гамма-квантов

6.2.2. Взаимодействие электронов с полупроводниками

При облучении полупроводников электронами имеют место следующие эффекты:

1. Ионизация внешних и внутренних оболочек.
2. Возбуждение связанных в атоме электронов, находящихся на его внешних оболочках.
3. Упругое рассеяние первичных электронов, вызывающее изменение их направления движения.
4. Смещение атомов в междоузлия.
5. Тормозное излучение.
6. Ядерные реакции.

Относительный вклад этих эффектов зависит от энергии электронов и атомного номера полупроводникового материала. Наиболее важную роль в характере изменений облучаемых полупроводников играют процессы возбуждения и ионизации. Вероятности ионизации и возбуждения зависят от скорости электрона и быстро возрастают с его замедлением к концу пробега, в то время как потери энергии при столкновениях особенно велики в начале пути первичного электрона, когда его энергия максимальна.

В отличие от γ -квантов основными характеристиками взаимодействия заряженных частиц с твердым телом являются удельные потери энергии ($-\frac{dE}{dx}$) и пробег (R) частиц. Указанные характеристики вводятся в связи с тем, что при упругих соударениях налетающая частица передает электрону энергию, максимальное значение которой согласно классической механике равно

$$W_{max} = E_p \frac{4mM}{(m+M)^2}, \quad (6.2.8)$$

где m - масса электрона, M , E_p - масса и энергия налетающей частицы. Для тяжелых частиц ($M \gg m$) энергия $W_{max} \approx 4mE_p/M$ является небольшой, и частицы теряют незначительную часть энергии. Такие частицы практически не изменяют направления движения и движутся прямолинейно. Данное рассмотрение вполне справедливо, если пренебречь энергией связи электронов поглотителя и считать, что столкновения частиц происходят со свободными электронами. В случае электронного облучения общая кинетическая энергия электронов не изменяется, а изменяется лишь направление их движения. Многократные упругие соударения электронов вызывают значительные угловые их отклонения от первоначального направления движения.

Удельные потери энергии электронов, связанные с неупругими соударениями (ионизацией и возбуждением атомов поглотителя), определяются выражением

$$-\frac{dE_p}{dx} = B \cdot \frac{4\pi q^4 Z N}{m v^2}, \quad B = \ln \frac{0.583 m v^2}{I}, \quad (6.2.9)$$

где v - скорость электрона, I - потенциал ионизации атомов полупроводника. Выражение для коэффициента торможения B , полученное Бете, при больших энергиях падающих электронов значительно

уоложняетон

$$2B = \ln \frac{mv^2 \cdot E\beta}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2), \quad (6.2.10)$$

где $\beta = v/c$. Первый член в выражении (6.2.10) играет основную роль при энергиях электронов вплоть до 5 МэВ. Как следует из теоретической зависимости удельных потерь энергии электронов, находящейся в согласии с экспериментальными данными, кривая проходит через широкий минимум при энергии электронов около 1 МэВ, а затем медленно возрастает как логарифмическая функция от энергии

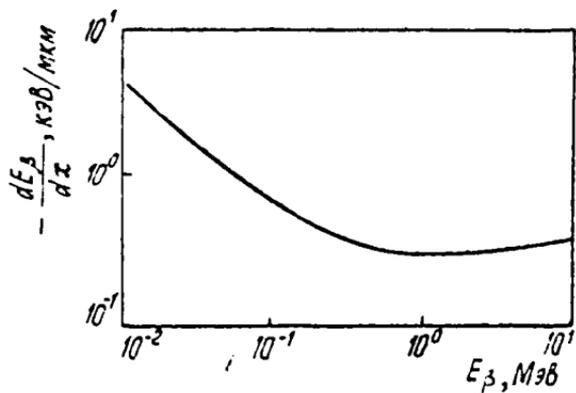


Рис. 6.2.2. Зависимость удельных потерь энергии электронов в кремнии от их энергии

массой лежит при больших энергиях, чем для электронов. Так, например, для протонов величина энергии, соответствующая минимуму зависимости, подобной рис. 6.2.2, равна 1300 МэВ. Вторичные электроны, возникающие в результате ионизации (δ -электроны), могут иметь достаточную энергию, чтобы производить дальнейшую ионизацию и возбуждение. Однако ввиду относительной малости их энергии по сравнению с энергией первоначального электрона они имеют малый пробег.

При упругом столкновении электрона с атомами он может выбить их из узлов решетки в междоузлия. Однако вероятность таких упругих столкновений представляет малую величину, вклад этого

(рис. 6.2.2). Подобный ход кривой характерен для всех заряженных частиц. Физически его можно объяснить релятивистским сокращением кулоновского поля движущейся частицы вдоль направления ее движения. Вследствие образования "сгустка" силовых линий увеличивается сила взаимодействия с атомными электронами. Область "минимальной ионизации" для частиц с большой

механизма в потери энергии электронов невелик для энергий частиц около 1 МэВ.

Электроны с энергией свыше 10 МэВ могут терять энергию на испускание электромагнитного излучения при их торможении в веществе. Этот процесс называется тормозным излучением. Радиационные потери энергии пропорциональны квадрату атомного номера материала и растут с увеличением энергии электронов.

6.2.3. Взаимодействие протонов и альфа-частиц с полупроводниками

В основе взаимодействия протонов и альфа-частиц с веществом лежат процессы, которые обуславливают либо электромагнитное взаимодействие, либо поглощение ядрами атомов вещества. При электромагнитном взаимодействии частицы могут вступать во взаимодействие с электронами и ядрами материала поглотителя. Взаимодействие с электронами приводит к возбуждению и ионизации атомов. Взаимодействие с ядрами обуславливает упругое рассеяние.

При каждом столкновении электронам передается обычно небольшая ($\sim \frac{m}{M}$) часть энергии частицы, поэтому путь частицы практически прямолинеен. Пролет частицы обусловлен большим числом актов ионизации. Расчеты потерь энергии на единицу пути (удельных потерь) проведены Левингстоном и Бете, которые получили следующую формулу:

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{mv^2} \cdot B, \quad (6.2.II)$$

где ze — заряд частицы, Z, N — атомный номер и число атомов в 1 см^3 поглотителя. Величина коэффициента B для легких частиц типа протонов и альфа-частиц равна

$$B = \ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2. \quad (6.2.I2)$$

Коэффициент B довольно медленно меняется с энергией частицы, так как в выражении (6.2.I2) определяющим является первый член. Поэтому из формулы (6.2.II) приближенно может быть записано, что

$-dE/dx \sim (\frac{Z}{v})^2 \sim z^2/E\rho$, т.е. чем медленнее частица, тем больше величина потерь энергии. Это объясняется тем, что для медленной частицы характерно большее время, в течение которого ее кулоновское поле действует на электрон. При этом, очевидно, электрону передается больший импульс, ввиду чего возрастает и вероятность возбуждения.

Пробег частиц R определяется следующим образом:

$$R = - \int_0^{E_p} \frac{dE}{dE/dx} \quad (6.2.13)$$

С помощью этого соотношения можно выразить пробег одной частицы через пробег другой частицы с той же самой начальной скоростью. На рис. 6.2.3 приведены зависимости между энергией

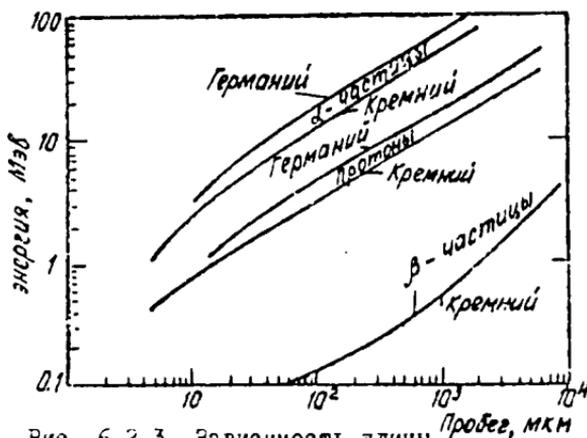


Рис. 6.2.3. Зависимость длины пробега различных частиц в германии и кремнии от их энергии

и пробегом протонов и альфа-частиц в кремнии и германии. Ввиду того, что удельные потери энергии частиц пропорциональны электронной плотности материала (NZ), величина пробега частиц для германия ниже, чем для кремния. На этом рисунке для сравнения также приведена зависимость длины пробега от энергии для электронов в кремнии. Видно, что для электронов длина пробега в материале значительно превышает аналогичную характеристику для более тяжелых частиц при одинаковых энергиях.

6.2.4. Взаимодействие нейтронов с полупроводниками

Взаимодействие нейтронов с полупроводниковыми материалами

значительно отличается от всех рассмотренных случаев, т.к. на нейтроны не действует электрическое поле атомных электронов. Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества сопровождается их упругим рассеянием и поглощением (захватом) нейтронов с образованием составного ядра. Вероятность того или иного процесса взаимодействия нейтрона с ядрами зависит от энергии нейтронов и природы вещества и характеризуется эффективным сечением взаимодействия. При упругом рассеянии нейтрон теряет часть своей кинетической энергии и передает ее ядру атома вещества, отклоняясь при этом от первоначального направления движения. Суммарная энергия и импульс сталкивающихся частиц не изменяются. При захвате нейтронов переход возбужденных ядер в нормальное состояние происходит либо путем испускания γ -лучей, а также нейтронов, протонов, α -частиц, либо с образованием осколков деления.

Явления, при которых часть поглощенной энергии взаимодействующего нейтрона превращается во внутреннюю энергию ядра, а испускаемый нейтрон имеет меньшую энергию по сравнению с падающим, называется неупругим рассеянием нейтронов. Избыток энергии возбужденного ядра испускается при этом в виде гамма-кванта. Процесс неупругого рассеяния возможен только для быстрых нейтронов.

Процессы упругого рассеяния наиболее вероятны для быстрых и промежуточных нейтронов с кинетическими энергиями 0,5–20 МэВ. Вероятность захвата таких нейтронов в сотни раз ниже вероятности рассеяния.

Реакции с испусканием заряженных частиц протекают при воздействии нейтронов, имеющих энергию свыше 1 МэВ, с ядрами легких элементов ($Z < 25$). Реакции неупругого рассеяния на легких ядрах возможны при энергиях нейтронов 0,5–5 МэВ, а на тяжелых ядрах ($Z > 80$) — при энергиях нейтронов свыше 100 кэВ.

В результате многочисленных взаимодействий быстрые нейтроны постепенно замедляются до энергий теплового движения атомов вещества (0,025 эВ при нормальной температуре) и затем захватываются ядрами, что приводит к образованию β -активных изотопов.

Ионизация атомов при взаимодействии с нейтронами обуславливается воздействием ядер отдачи в процессе упругого рассеяния, а также заряженными частицами и γ -квантами, возникающими при реакциях захвата.

6.3. Источники ионизирующих излучений

Гамма-(рентгеновское) излучение.

В качестве источников γ -радиации применяют установки, в которых в качестве излучателей используют изотопы Co^{60} и Cs^{137} , а также β -активные препараты. Энергии получаемых γ -квантов, как правило, не превышают 3-4 МэВ, а мощность экспозиционной дозы составляет не более 10^4 Р/с. Для получения более высоких мощностей экспозиционной дозы γ -излучения в качестве источников применяют тепловыделяющие элементы мощных атомных реакторов (ТВЭЛ). В спектре продуктов деления может быть выделена группа γ -квантов с энергией около 2 МэВ. Другой путь получения мощных потоков γ -излучения заключается в использовании радиационного контура (РК-Д) ядерного реактора с носителями γ -квантов из индия, сульфата индия или эвтектической смеси натрия и калия. Энергетический спектр γ -излучения в радиационном контуре РК-Д составляет 1,3-2,2 МэВ.

Атомный реактор является мощным источником γ -излучения, которое представляет собой излучение возбужденных осколков деления, т.е. мгновенные γ -кванты деления, γ -излучение продуктов деления (во время работы реактора) и излучение (n, γ)-реакции. При этом энергия γ -квантов лежит в интервале 0,1-10 МэВ. Гамма-излучение может генерироваться также в электронном ускорителе при воздействии быстрых электронов с установленной на их пути мишенью. Мощность экспозиционной дозы современного ускорителя со средним током 1 мА и энергией ускоренных электронов 30-40 МэВ составляет 10 Р/с на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени.

Источники заряженных частиц

В качестве источников заряженных частиц используют α -активные ядра изотопов уранового, актинового и ториевого рядов. Кроме этих ядер претерпевает распад с испусканием α -частиц большинство искусственно получаемых изотопов следующих за свинцом элементов, а также и более легкие ядра. При этом величина энергии возникающих α -частиц слабо различается для различных источников. Источниками β -излучения являются радиоактивные изотопы. Спектр энергии β -частиц непрерывен: от десятка кэВ до десятка МэВ. Энергия частиц, получаемых на ускорителях, мо-

жет иметь значения от 1 МэВ до 1 ГэВ и более. Для ускорения электронов используются в основном микротроны, синхротроны, бетатроны и линейные ускорители. Для ускорения протонов, дейтронов, альфа-частиц и ионов применяют ускорители Ван-де-Граафа (электростатические), циклотроны, фазотроны и т.п.

Реакторные установки являются основными источниками нейтронного излучения. Энергия выделяющихся в реакторе нейтронов деления лежит в широком интервале от 0,025 эВ до 20 МэВ. Основная часть нейтронов имеет энергию 1-2 МэВ. Менее мощные источники высокоэнергетических нейтронов создают на основе радиоактивных изотопов.

6.4. Радиационные дефекты в полупроводниках

Воздействия жесткого излучения (γ -лучей, электронов высоких энергий, нейтронов, ионов) на полупроводниковые материалы вызывают квазистабильные изменения их свойств, связанные с образованием первичных радиационных дефектов - вакансий, междоузельных атомов, разупорядоченных областей, взаимодействие которых с различными несовершенствами структуры (примеси, собственные дефекты) приводит к формированию широкого набора активных центров.

6.4.1. Генерация радиационных дефектов

Под радиационным дефектом понимается простейший дефект - пара Френкеля. Удаление атома из узла решетки в междоузели означает образование вакансии (V) и междоузельного атома (I) (рис. 6.4.1). В этом случае вакансии и междоузельные атомы существуют в равных концентрациях, а совокупность пар V и I называется дефектами Френкеля. Если компоненты пар разделены на значительное расстояние, то говорят о разделенной паре Френкеля (изолированные V и I). Если же это расстояние не столь велико, так что между компонентами пары существует определенное силовое взаимодействие, то говорят о связанной паре Френкеля.

В бинарных соединениях MX существуют пары Шоттки - вакан-

сии атомов $M (V_M)$ и вакансии атомов $X (V_X)$ в равном количестве, так что их возникновение не приводит к нарушению стехиометрического равновесия: $N_M = N_X$ (N_M, N_X - концентрации атомов M и X соответственно).

Для образования пары Френкеля требуется сообщить атому определенную энергию, называемую пороговой. Приведем пример расчета концентрации простейших дефектов (пар Френкеля) без учета процессов их аннигиляции и образования комплексов.

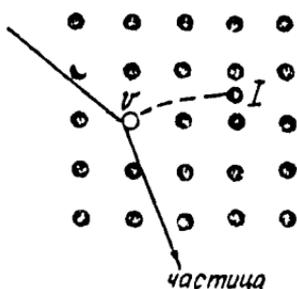


Рис. 6.4.1. Схема

образования пары Френкеля в кристалле при бомбардировке частицами с высокой энергией

образования пары Френкеля в кристалле при бомбардировке частицами с высокой энергией

Максимальную энергию атом с массой M получает при столкновении с электроном под углом $\theta = 0$. При расчете числа смещенных атомов необходимо знать сечение рассеяния падающих электронов ядрами. Приближенное решение уравнения Дирака, выполненное Мак-Кинли и Фашбахом, дает дифференциальное сечение рассеяния релятивистских электронов на легких ядрах $d\sigma$. Полное сечение образования первично смещенных атомов получается путем интегрирования выражения дифференциального сечения в пределах от E_d до E_{max} , где E_d - пороговая энергия процесса дефектообразования. Число смещенных атомов в результате бомбардировки электронами рассчитывается по следующей формуле:

$$N_E = \gamma \Phi n(E_e), \quad (6.4.2)$$

где Φ - интегральный поток электронов, γ - величина, учитывающая каскадный характер смещений, n - среднее число первично

Электроны.

Если электрон с энергией E_β упруго рассеивается ядром атома решетки на угол θ от первоначального направления, то энергия, переданная атому, равна

$$E = E_{max} \sin^2(\theta/2), \quad (6.4.1)$$

$$E_{max} = (2E_\beta / Mc^2)(E_\beta + 2mc^2).$$

смещенных атомов, создаваемых одним электроном с начальной энергией E_0 . Величина γ определяется следующим образом:

$$\gamma(E) = \begin{cases} 1 & (E_d < E < 2E_d); \\ E/E_d & (2E_d < E < E_1); \\ E_1/2E_d & (E > E_1) \end{cases}, \quad (6.4.3)$$

где $E_1 = M \Delta E / 8$, ΔE - наименьшая энергия возбуждения электронов в атоме, совпадающая с "оптической" шириной запрещенной зоны.

Величина $n(E_0)$ рассчитывается таким образом:

$$n(E_0) = N \int_0^{x_0} d\sigma(E(x)) dx, \quad (6.4.4)$$

где N - число атомов в 1 см^3 , x_0 - эффективный пробег электронов в кристалле.

γ - кванты. Основную роль в создании дефектов в кристалле играют быстрые электроны, возникающие в результате фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования пар. Для вычисления концентрации смещенных атомов необходимо пользоваться выражениями, аналогичными рассмотренным выше для электронов. Такой подход справедлив лишь при энергиях γ - квантов, не превышающих 10 МэВ. При больших энергиях необходимо учитывать вклад фотоядерных реакций, что приводит к резкому росту концентрации дефектов.

Заряженные частицы. Часть энергии, движущейся в кристалле заряженной частицы или иона расходуется на смещение атомов при столкновениях с ними. При этом если энергия, полученная атомом облучаемого кристалла от пролетающей частицы, значительно превышает пороговую энергию E_d , то атом испытывает последовательные соударения с другими атомами, выбивает их из узлов решетки и сообщает им избыточную энергию. Выбитые атомы, в свою очередь, создадут следующее поколение выбитых атомов и т.д. Развивается каскад соударений, который затухает, когда размер энергии первично смещенного атома приводит к передаче энергий, меньших порогового значения. Каскадные явления характерны для взаимодействия заряженных частиц или ионов с высокой энергией с полупроводниками.

Нейтроны. Существуют два различных механизма смещений атомов в твердых телах, облученных нейтронами. В соответствии с первым нейтрон с высокой энергией сталкивается непосредственно с ядром атома и передает ему энергию, превышающую пороговую, что вызывает последующие смещения атомов. Второй механизм обусловлен ядерными реакциями на нейтронах. Продукты реакций также вызывают атомные смещения. На рис. 6.4.2 и 6.4.3 приведены зависимости количества смещенных атомов на одну частицу от энергии частиц в кремнии.

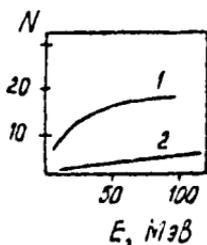


Рис. 6.4.2. Зависимости количества дефектов в кремнии при облучении электронами (1) и γ -квантами (2) от энергии частиц

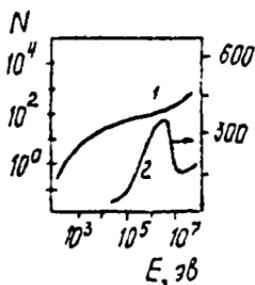


Рис. 6.4.3. Зависимости средней концентрации дефектов в кремнии при облучении протонами (1) и нейтронами (2) от энергии частиц

Необходимо подчеркнуть, что рассчитываются, как правило, концентрации первично смещенных атомов или дефектов Френкеля. В действительности, приходится иметь дело с целым спектром радиационных дефектов, тип и концентрация которых определяются "вторичными" процессами: диффузией, аннигиляцией, комплексобразованием, коагуляцией и т.д.

6.4.2. Накопление радиационных дефектов

Как уже отмечалось, для образования пары Френкеля требуется сообщить атому определенную энергию, называемую пороговой. Для кремния величина пороговой энергии E_0 равна 10,4 эВ, а для германия - 15,6 эВ при температуре 300 К. При этом граничная энергия частицы, необходимая для образования радиационных де-

фектов, зависит от вида частиц и оставляет для быстрых электронов 380 кэВ (Ge) и 215 кэВ (Si).

Подвижность вакансий и междоузельных атомов и процессы образования дефектных ассоциаций с примесями в кристаллах, между собой и другими несовершенствами структуры создают трудности для изучения свойств первичных дефектов. Требуются низкие температуры, чтобы "заморозить" термическое движение частиц и обеспечить наблюдение свободных вакансий и междоузлий. Поэтому наиболее широким классом радиационных дефектов являются дефектные комплексы. При взаимодействии компонентов пар Френкеля с примесями возможно образование комплексов вида вакансия-примесь и междоузельный атом-примесь. Эффективность образования комплексов зависит от ряда факторов. Вот наиболее важные из них: тип и энергия бомбардирующих частиц, примесный и дефектный состав облучаемых кристаллов, условия облучения (температура, интенсивность потока частиц), эффективность взаимодействия с исходными нарушениями кристаллической решетки. Наиболее изученными являются дефекты в кремнии: дивакансия (V_2), Δ - центр ($V - O$), E-центр ($V - P$), вакансия-мышьяк ($V - As$, $V - As_2$), вакансия-сурьма ($V - Sb$, $V - Sb_2$), K-центр ($V - O - C$) и другие более сложные ассоциации. Основные данные о процессе комплексообразования получены из исследований электрических, рекомбинационных и оптических характеристик облученных материалов. При этом для идентифицированных дефектов определены: энергетическое положение уровней, зарядовое состояние, тип дефекта (донор или акцептор), сечения захвата носителей заряда, их концентрации, температуры отжига, энергии активации отжига и другие параметры.

Под отжигом дефектов в узком смысле понимают обратимую диссоциацию рассматриваемого дефекта. Однако в общем случае этот термин используют при описании концентрации дефектов. Поэтому отжиг охватывает следующие процессы: термический распад дефекта, движение дефекта на сток, присоединение к дефекту компонентов пар Френкеля (укрупнение или аннигиляция), отрыв одной из составляющих дефекте и уход ее на сток.

Разупорядоченные области

С ростом энергии и массы бомбардирующих частиц возрастает энергия, переданная выбитому из узла атому решетки. Атом отдачи с большой энергией, двигаясь по кристаллу, в результате вто-

ричных столкновений создает большое количество вакансий и междоузельных атомов. В конце пробега плотность создаваемых им дефектов становится настолько большой, а взаимодействие между отдельными дефектами настолько сильным, что совокупность точечных дефектов в локальном объеме образует единый протяженный дефект со специфическими свойствами. Такие дефекты получили название разупорядоченных областей (РО). По аналогии с пороговой энергией образования пар Френкеля вводят пороговую энергию образования разупорядоченных областей. Порог образования РО для кремния определен в 1-40 кэВ, а для германия - 15-20 кэВ. Взброс значений пороговой энергии вызван, по-видимому, различием масс и энергий бомбардирующих частиц, количеством и плотностью дефектов.

Согласно модели, предложенной Госсиком, РО представляется в виде сфероидального дефектного образования, окруженного слоем объемного заряда. В центральной области уровень Ферми занимает так называемое предельное положение, в результате чего электрические и рекомбинационные параметры этой области отличаются от соответствующих свойств "ненарушенной" части кристалла. По этой модели РО представляет собой потенциальную яму несобственных носителей заряда и барьер для основных носителей заряда.

Более приемлемой для объяснения экспериментальных результатов является модель, согласно которой разупорядоченная область состоит из насыщенного дивакансиями ядра, окруженного оболочкой, состоящей из комплексов вакансия-примесный атом. Процесс формирования РО включает несколько стадий:

1. Каскадная стадия, процессы которой определяются в основном условиями облучения.

2. Посткаскадная стадия, ответственная за формирование вакансионного ядра РО в области каскада. Во внешней области радиусом 10^3 \AA происходит взаимодействие вытесненных из каскада междоузельных атомов с точечными дефектами, образовавшимися вне каскада, а также с исходными примесями.

3. Квазихимическая стадия характеризуется объединением вакансий в ядро и формированием оболочечной структуры (атмосферы) из атомов химических примесей и их комплексов.

4. Стадия аккомодации. С ростом доз облучения образуются комплексы дефектов, определяющие концентрацию основных носителей

лей заряда, что приводит к изменению положения уровня Ферми и, как следствие, к изменению зарядового состояния дефектов. Обусловленное последним фактором изменение внутреннего состояния РО по отношению к матрице индуцирует дополнительные процессы взаимодействия РО с окружением, которое стремится привести в соответствие состояние РО с состоянием матрицы в каждой фазе облучения. Процессы, происходящие на данной стадии, когда РО уже сформировалась и стабилизировалась (на стадиях I-3), влияют лишь на периферическую структуру РО и называются процессами аккомодации РО к ее окружению. При достаточно больших концентрациях РО вступают в действие эффекты перекрытия оболочек РО, а затем их ядер, что при определенных условиях вызывает аморфизацию кристалла.

Разупорядоченные слои образуются в результате перекрытия РО в некоторой части облучаемого слоя либо вследствие накопления при определенных условиях точечных дефектов до больших концентраций. Как правило, рассмотрение процессов образования разупорядоченных слоев проводят для ионной бомбардировки кристаллов, при которой ионы проникают на малые расстояния приповерхностной области полупроводника. Процессы формирования разупорядоченных слоев рассматриваются на примере частного, но довольно важного для практики случая аморфизации полупроводников при облучении ионами. Необходимое условие аморфизации области - пространственное разделение в этой области вакансий и междоузельных атомов. Это обеспечивает накопление дефектов одного знака до концентраций, необходимых для перехода монокристалла в аморфное состояние. Критическая концентрация дефектов для перехода некоторой области кристалла в аморфное состояние составляет по дивакансиям $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и по тетравакансиям - $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

6.5. Радиационная технология полупроводников

В последние годы в электронной технологии полупроводниковых приборов все шире используются методы радиационной физики твердого тела. Внедряются в производство методы ионной имплантации, предпринимаются попытки использования термически стабильных радиационных дефектов для регулирования параметров полупроводниковых приборов, начаты исследования по нейтронному ле-

гированию полупроводников. Решению проблемы применения радиационного воздействия для создания полупроводниковых приборов способствует наличие высокоэффективных ускорителей заряженных частиц, атомных реакторов и источников ионизирующей радиации на изотопах.

Управление параметрами полупроводников путем облучения заряженными частицами основано на том, что введенные облучением радиационные дефекты могут существенно изменять электрические и рекомбинационные свойства полупроводников. Концентрация свободных носителей заряда (n) изменяется в зависимости от дозы облучения Φ следующим образом:

$$n = n_0 + \Phi \sum_{i=1}^m K_i \left\{ 1 + g_i \exp[(E_i - F)/kT] \right\}^{-1}, \quad (6.5.1)$$

где n_0 , n — концентрации электронов до и после облучения соответственно, K_i — скорость введения i -го дефекта; F , E_i — энергии уровней Ферми и дефекта i -го типа; g_i — спиновый фактор вырождения, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. При малых дозах облучения, когда изменением F с дозой можно пренебречь, зависимость $\Delta n = n - n_0$ от Φ является линейной

$$\Delta n = K_n \cdot \Phi, \quad (6.5.2)$$

где K_n — коэффициент деградации концентрации свободных носителей, характеризующий общее число радиационных электрически активных дефектов.

Изменение времени жизни неравновесных носителей заряда при облучении характеризуется коэффициентом деградации $K\tau$, который учитывается следующим образом:

$$1/\tau = 1/\tau_0 + K\tau \Phi. \quad (6.5.3)$$

Здесь τ_0 , τ — время жизни до и после облучения соответственно. Соотношение (6.5.3) справедливо для малых доз облучения.

Физической причиной наблюдаемых при облучении изменений свойств полупроводникового материала является образование в

запрещенной зоне локальных энергетических уровней, связанных с вводимыми облучением радиационными дефектами.

В последние годы применение радиационных воздействий в технологии изготовления полупроводниковых приборов использует в основном направленное изменение их характеристик. Так, для кремниевых полупроводниковых приборов контролируемое изменение параметров достигается введением А-центров, являющихся эффективными центрами рекомбинации носителей заряда. Аналогичные результаты получены для германиевых приборов, где для получения термически стабильных дефектов применялось электронное облучение при повышенных температурах. Радиационная обработка бинарных соединений типа A^3B^5 в технологическом плане применяется для получения высококомпенсированных материалов.

Радиационные взаимодействия используются на практике для изготовления фотоприемных элементов. Повышение фоточувствительности приемников излучения из кремния, легированного индием, в области спектра примесного поглощения основано на введении компенсирующих дефектов донорного типа при электронном облучении. Такой способ легирования фоточувствительного материала отличается простотой, точностью контроля уровня легирования и никакой температурой легирования. Радиационный способ легирования свободен от таких недостатков метода введения химических примесей, как резкое снижение времени жизни фотоносителей и неоднородное распределение примеси в объеме материала. Кроме того, радиационная обработка открывает возможность использования оптических переходов с введенных облучением глубоких уровней А-центров в р-типе и дивакансий в п-типе кремния для регулировки спектрального диапазона чувствительности фотоприемников. Радиационная компенсация счетчиков ионизирующего излучения на р-*i*-*n* структурах из Ge : Li достигается облучением их γ -квантами, что приводит к повышению рабочей температуры приборов.

Другим применением радиационного воздействия на полупроводники является радиационно-ускоренная диффузия. Эффект радиационно-ускоренной диффузии объясняется увеличением коэффициента диффузии примесей в материале при облучении высокоэнергетическими частицами. Ускоренная облучением диффузия элементов достигается вследствие создания избыточных вакансий. В качестве альтернативы эффект ускоренной диффузии иногда связывают с диффузией атомов по междоузельным положениям. Роль облучения при

этом сводится к переводу атомов из узла кристаллической решетки в междоузельное положение.

Ионное легирование полупроводников применяют для формирования полупроводниковых устройств толщиной менее 1 мкм. Проведение контролируемой диффузии обычными методами на глубину порядка 1 мкм крайне затруднено, в то же время при внедрении ионов это достигается регулировкой энергии и сорта ионов. Ионное внедрение имеет несомненное преимущество перед традиционными методами введения примеси при создании оложных профилей легирования. В принципе любой профиль легирования может быть задан путем соответствующего подбора энергии и доз применяемых ионов. Заслуживает внимания использование этого метода для контролируемого введения в приповерхностные слои малых концентраций примеси, что обусловлено высокой степенью очистки примеси при ионно-лучевой технологии внедрения и слабой зависимостью свойств легированных слоев от материала полупроводниковой подложки.

Ионное легирование является низкотемпературным способом введения примеси, но оно требует последующего отжига для активации примесных атомов и удаления радиационных дефектов, возникающих при облучении ионами. Хотя во многих случаях температура отжига дефектов существенно ниже, чем характерные температуры диффузии, послеимплантационный отжиг не всегда желателен и возможен. В этом смысле чрезвычайно перспективен импульсный нагрев. Например, при воздействии на поверхность полупроводника мощных лазерных импульсов наносекундной длительности нагреву подвергается лишь слой толщиной в несколько микрон, что способствует локализации областей отжига полупроводниковой пластины.

Ионная бомбардировка используется в настоящее время в основном для создания р-п-переходов и областей с высокой проводимостью для контактных площадок. Большие успехи достигнуты при применении имплантации ионов в технологии создания фотовольтаических фотодетекторов на основе различных полупроводниковых соединений. Разработанные методы являются перспективными для изготовления многоэлементных устройств опто- и микроэлектроники.

Ядерное легирование полупроводников основано на ядерном превращении атомов основного материала в примесные атомы. Наиболее перспективной для легирования кремния является ядерная реакция на медленных нейтронах (нейтронное трансмутационное легирование): $Si^{30}(n,\gamma)Si^{31} \rightarrow P^{31} + \beta^-$. Нестабильный изотоп Si^{31} распадается

ется с образованием стабильного изотопа фосфора (P), который в кремнии является донорной примесью. Эта реакция широко используется на практике и, в частности, при создании фотодетекторов. С помощью облучения тепловыми нейтронами удалось получить высокую степень компенсации материала $Si:In$ и достичь значительного повышения фоточувствительности приемника излучения. Рассмотренный метод позволяет легко управлять процессом легирования, обеспечивает равномерность легирования в слое и необходимую конфигурацию легированной области. Введенные при ядерном легировании радиационные дефекты могут быть удалены при последующем термическом отжиге.

ЛИТЕРАТУРА

- Дирли Дж., Нортон Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. - М.: Мир, 1966. - 366 с.
- Бавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. - М.: ГИИД, 1963. - 264 с.
- Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций (справочник)/Под ред. Н.А.Сидорова, В.К.Князева.-М.: Сов. радио, 1976. - 568 с.
- Лейман К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. - М.: Атомиздат, 1979. - 296 с.
- Легирование полупроводников методом ядерных реакций /Под ред. Л.С.Смирнова.-Новосибирск: Наука, 1961. - 182 с.
- Вопросы радиационной технологии полупроводников./Под ред. Л.С.Смирнова.-Новосибирск: Наука, 1960. - 296 с.
- Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы; Сборник статей /Под ред. В.С.Бавилова,-М.: Мир, 1960. - 232 с.
- Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников /Под ред. А.В.Ржанова.-Новосибирск: Наука, 1962. - 208 с.

Глава 7. Излучательные переходы в полупроводниках

7.1. Методы возбуждения люминесценции. Мономолекулярная, метастабильная и рекомбинационная люминесценции

Полупроводники не только способны поглотить излучение, но в определенных условиях они сами становятся источниками электромагнитного излучения: полупроводник, находящийся в возбужденном состоянии, способен излучать свет. Процесс испускания излучения, сопровождающий переход от неравновесного, возбужденного состояния кристалла в равновесное, называют люминесценцией. Испускаемый квант света выделяется при переходе электрона из более высокого энергетического состояния в незапятанное, более низкое энергетическое состояние.

Таким образом, для возникновения излучения необходимым условием является предварительное возбуждение кристалла. В зависимости от формы, в которой подводится энергия возбуждения, различают:

1. Фотолюминесценцию, когда возбуждение происходит в результате поглощения света.
2. Электролюминесценцию - возбуждение за счет энергии электрического поля.
3. Триболюминесценцию - возбуждение осуществляется механическим воздействием.
4. Катодолюминесценцию, вызванную электронным пучком.
5. Радиолюминесценцию, которая обусловлена воздействием } - лучей, потоками быстрых частиц.
6. Хемолюминесценцию, возникающую в результате химических реакций.

Различаются также флуоресценция-свечение в момент возбуждения и фосфоресценция-свечение после прекращения возбуждения.

Люминесценция, как и другие виды электромагнитного излучения (например, тормозное излучение, излучение Вавилова-Черенкова), характеризуется интенсивностью, спектральным составом, поляризацией, когерентностью и длительностью послесвечения.

Характерной особенностью люминесценции является большая длительность послесвечения. Это специально отмечено С.И. Вавиловым в том определении, которое он дал люминесценции:

Люминесценция – избыток над температурным излучением тела в том случае, когда это избыточное излучение обладает длительностью, значительно превышающей период световых колебаний.

Длительность послесвечения люминесценции обусловлена тем, что акты возбуждения и излучения могут быть разделены промежуточными процессами.

Различают мономолекулярную, метастабильную и рекомбинационную люминесценцию. Мономолекулярная, метастабильная люминесценция осуществляется при переходе в основное (равновесное) состояние возбужденного атома. В этом случае процессы поглощения и излучения света происходят с участием одного, как правило, примесного атома, называемого обычно центром свечения. Спектр люминесценции атома в кристалле отличается от спектров излучения изолированных атомов двумя основными чертами:

1. Излучение в твердых телах наблюдается в виде широких полос.
2. Спектры излучения атомов в твердом теле сдвинуты относительно их спектров поглощения в более длинноволновую область.

Указанные отличия обусловлены взаимодействием центра свечения с полем кристаллической решетки (с окружающими атомами твердого тела), что наглядно иллюстрируется с помощью конфигурационной диаграммы. Конфигурационная диаграмма (рис. 7.1.1) изображает энергию основного (E^0) и первого возбужденного (E^1) состояний атома как функцию его положения.

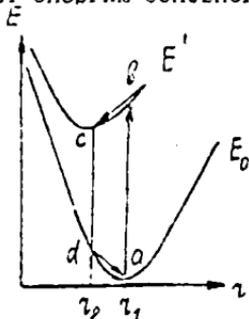


Рис. 7.1.1. Конфигурационная диаграмма

При поглощении кванта $\hbar\omega$ происходит переход атома в возбужденное состояние (электрон переходит на более удаленную от ядра орбиту $a \rightarrow b$), но при этом происходит и смещение атома в другое равновесное положение ($E_{min}^0(\chi = \chi_1) \rightarrow E_{min}^1(\chi = \chi_2)$), что сопровождается испусканием фона (переход $b \rightarrow c$). В возбужденном состоянии атом живет некоторое

время – $\tau_{\text{взб}}$, а затем происходит обратный переход в основное состояние ($c \rightarrow d$) с испусканием кванта $\hbar\omega_1$. Процесс заканчивается испусканием фона ($d \rightarrow a$). Таким образом, энергия излученного кванта меньше, чем энергия поглощенного: $\hbar\omega_1 < \hbar\omega$. Разницу в энергиях поглощаемого и испускаемого кванта, обусловленную участием в рассматриваемых процессах фононов, называют

"сдвигом Франка-Кондона". Время жизни атома в возбужденном состоянии $\tau_{6,35} \approx 10^{-8}$ с. Оно постоянно и не зависит от внешних факторов. Однако если возбужденному центру будет сообщена энергия, переводящая его в более высокое метастабильное состояние, то в этом случае время жизни центра в метастабильном состоянии непостоянно, а следовательно, и время послесвечения люминесценции, называемой метастабильной, зависит от температуры и других внешних факторов.

Рекомбинационная люминесценция – это свечение при рекомбинации свободных носителей заряда. При рекомбинации происходит переход электрона зоны проводимости в более низкое состояние (в конечном счете в валентную зону). Интенсивность излучательной рекомбинации (скорость или темп) определяется произведением концентраций взаимодействующих носителей (электронов n_i и дырок p_j) на поверхность излучательного перехода γ_{ij}

$$\alpha_{изл} = \gamma_{ij} n_i p_j. \quad (7.11)$$

Большинство электронных процессов, которые идут с поглощением кванта $\hbar\omega$, может идти и в обратном направлении (рис. 7.1.2). Так, обратным процессом, отвечающим собственному поглощению, является межзонная излучательная рекомбинация. Поглощению света локальными состояниями соответствует излучательная рекомбинация через локальные центры. Экситонному поглощению соответствует излучение при аннигиляции экситонов подобно рассмотренной ранее мономолекулярной люминесценции. Есть в литературе данные и о том, что наблюдалось излучение при переходах свободных носителей в пределах одной зоны между различными подзонами, например излучательный переход электрона из подзоны тяжелых дырок в подзону легких дырок (взаимодействие с горячей дыркой). Однако существует важное различие между спектрами поглощения и соответствующими спектрами рекомбинационного излучения. Это различие обусловлено тем, что в процесс поглощения могут вовлекаться все состояния выше и ниже уровня Ферми, что приводит к широкому спектру поглощения (например, собственного). Излучательные переходы происходят между довольно узкой полосой состояний, в которых находятся возбужденные электроны (термализованные электроны) и узкой полосой пустых состояний, содержащих термализованные дырки. Поэтому спектр излучения значительно более узкий и смещен в сторону более длинных волн (правило Стокса). Следует отметить, что процесс термализации носителей заряда (переход

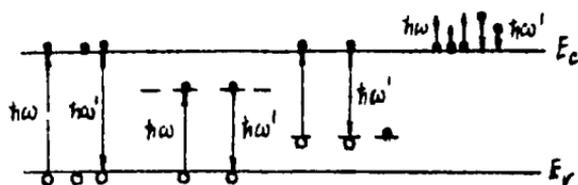


Рис. 7.1.2. Процессы поглощения ($\hbar\omega$) и обратные им процессы излучения ($\hbar\omega'$) в полупроводнике

из верхнего теоретического состояния в нижнее (внутри одной зоны) происходит за более короткое время $\tau_T \approx (10^{-13} - 10^{-12})$, чем излучательный переход носителей заряда ($\tau_H \approx 10^{-8}$ с).

7.2. Излучательная рекомбинация свободных электронов и дырок

Рекомбинация - это процесс исчезновения пары свободных носителей-электрона и дырки. Различают следующие виды рекомбинации: рекомбинация свободных электронов и дырок (межзонная рекомбинация), рекомбинация через локальные центры (рекомбинация Шокли-Рида), поверхностная рекомбинация (через локальные состояния, обусловленные несовершенствами поверхности). При рекомбинации электрон переходит в более низкое энергетическое состояние. Форма, в которой выделяется энергия рекомбинации, определяет механизм рекомбинации: излучательная, безызлучательная, ударная или Оже-рекомбинация.

Каждый рекомбинационный процесс характеризуется своим временным параметром - временем жизни. Пусть в образце существует один тип центров рекомбинации электронов (это могут быть как свободные дырки, так и дырки, локализованные на центрах), концентрацию которых обозначим через P , сечение захвата ими электрона обозначим q_n , скорость движения электронов относительно этих центров v_n . Тогда в единицу времени один электрон испытывает $(q_n v_n P)$ столкновение с дыркой. Но первое же столкновение приводит к исчезновению электрона, поэтому величина времени жизни электрона равна

$$\tau_H = 1 / q_n v_n P = 1 / \gamma_H P, \quad (7.2.1)$$

где $\gamma_H = q_n v_n$ называется коэффициентом рекомбинации.

Темп рекомбинации n электронов определяется скоростью их исчезновения

$$r_H = n q_n v_n P = n / \tau_H. \quad (7.2.2)$$

Если в полупроводнике k -сорта центров рекомбинации и концентрации каждого сорта центров равна N_i , а коэффициент захвата ими электронов γ_{ni} , то число столкновений в единицу времени одного электрона равно $\sum_{i=1}^k \gamma_{ni} N_i$. Оно определяет выражение для времени жизни электрона в этом случае в виде

$$1/\tau_n = \sum_{i=1}^k \gamma_{ni} N_i = \sum_{i=1}^k 1/\tau_{ni}. \quad (7.2.3)$$

В (7.2.3) τ_{ni} определяют время жизни электрона относительно данного i -го типа центров и характеризует отдельный i -тип рекомбинационный процесс. τ_n обычно называют эффективным временем жизни. Если время жизни какого-то процесса является наименьшим, например,

$$\tau_1 \ll \tau_2, \tau_3, \dots, \text{ то } 1/\tau_{эф} \approx 1/\tau_1.$$

Следовательно, время жизни электрона в данном полупроводнике определяется рекомбинационным процессом с наименьшим временем жизни.

В данном параграфе рассмотрим излучательную рекомбинацию свободных электронов и дырок. Интенсивность излучательной рекомбинации в неравновесных условиях обозначим \mathcal{I}_n :

$$\mathcal{I}_n = \gamma_n \cdot n \cdot p,$$

где n и p — концентрации неравновесных электронов и дырок. В теории Ван-Рубрека-Шокли предполагается, что коэффициент излучательной рекомбинации γ_n одинаков в равновесных и в неравновесных условиях. Тогда интенсивность рекомбинации для равновесных условий запишется как $\mathcal{I}_0 = \gamma_n n_0 p_0$. Определив для равновесных условий коэффициент γ_n можно рассчитать время жизни, характеризующее рассматриваемую межзонную излучательную рекомбинацию (τ_n), используя формулу (7.2.2).

Рассмотрение излучательной рекомбинации в равновесных условиях позволяет применить общий термодинамический принцип детального равновесия, который указывает, что в системе, находящейся в термодинамически равновесном состоянии, скорости прямых и обратных процессов равны и уравновешены в деталях. Применительно к рассматриваемой излучательной рекомбинации, являющейся процессом, обратным по отношению к процессу оптической генерации свободных носителей заряда (фотогенерации), число актов рекомбинации с испусканием кванта $h\nu$ должно быть равно числу пар свободных носителей заряда, образовавшихся при поглощении кванта излучения той же частоты ν . Следовательно, вместо расчета интенсивности излуча-

тальной рекомбинации ($\chi(\nu)$) для спектрального интервала $\nu - \nu + d\nu$ можно рассчитать интенсивность генерации носителей ($g(\nu)$) при поглощении излучения того же спектрального интервала, $g(\nu)d\nu = \chi(\nu)d\nu$.

Плотность излучения в интервале от ν до $\nu + d\nu$, нагретых до температуры T , дается формулой Планка,

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi(n^3\nu^2/c^3)d\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (7.2.4)$$

Интенсивность излучения фотонов в интервале от ν до $\nu + d\nu$ определяется в виде

$$\chi(\nu)d\nu = \rho(\nu)P(\nu)d\nu, \quad (7.2.5)$$

где $P(\nu)$ - вероятность поглощения фотона с частотой ν в единицу времени, которая равна

$$P(\nu) = 1/\tau_H = \alpha(\nu) \cdot c/n(\nu),$$

где τ_H - время жизни фотона с частотой ν в полупроводнике, α^{-1} - средняя длина свободного пробега фотона, c/n - скорость света в полупроводнике с показателем преломления n . Тогда соотношение (7.2.5) переписется

$$\chi(\nu)d\nu = \alpha(\nu)n^2(\nu) \cdot \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \frac{d\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} = \alpha(\nu)n^2(\nu) \cdot F(\nu)d\nu.$$

Эту формулу называют соотношением Ван-Русбрека-Шокли. Оно устанавливает связь между спектром теплового излучения абсолютно черного тела ($F(\nu)$) и спектром поглощения полупроводника, с одной стороны, и спектром излучения данного полупроводника, с другой стороны. Это соотношение дает возможность определить спектр поглощения $\alpha(\nu)$ полупроводника по измерениям спектра излучения $\chi(\nu)$, т.к. спектральная плотность излучения абсолютно черного тела $F(\nu)$ не зависит от свойств полупроводника. Этот метод был использован для исследования спектров поглощения соединений A^3B^5 .

Интенсивность излучения полупроводника в соответствии с формулой (7.2.5) для равновесных условий определяется как

$$\chi_0(\nu) = \int \chi(\nu)d\nu = \int \rho(\nu)P(\nu)d\nu.$$

Зависимости $\rho(\nu)$, $P(\nu)$ и их произведения приведены на рис.7.2.1.

Величина χ_0 определяется в конечном виде как

$$\chi_0 = \frac{8\pi}{c^2} \int \frac{\alpha(\nu)n^2(\nu)\nu^2 d\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (7.2.6)$$

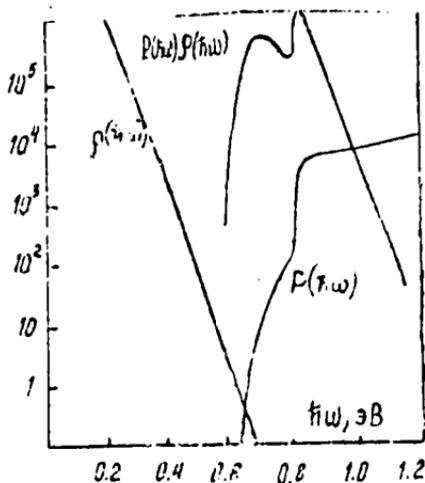


Рис. 7.2.1. К формуле (7.2.5)

Зная $i(\nu)$, $n(\nu)$ для данного полупроводника, которые обычно задаются графически, интеграл (7.2.6) определяется численно либо графически. Такие расчеты в настоящее время проведены для большинства типичных полупроводников и значения γ_0 приводятся во многих монографиях. Зная величину γ_0 , можно вычислить γ_n

$$\gamma_n = \gamma_0 / n_0 \rho_0 = \gamma_0 / n_i^2$$

В неравновесных условиях ($n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$)

$$\gamma_n = \gamma_0 n \rho = (\gamma_0 / n_i^2) (n_0 + \Delta n) (p_0 + \Delta p)$$

Считая $\Delta n \approx \Delta p$, получим для темпа рекомбинации избыточных носителей по определению лжминесценции

$$\gamma_{\Delta n} = \gamma - \gamma_0 = (\gamma_0 / n_i^2) \cdot \Delta n (n_0 + p_0 + \Delta n)$$

Учитывая, что по определению времени жизни для излучательной рекомбинации $\gamma_{\Delta n} = \Delta n / \tau_n$, получим

$$\tau_n = \frac{n_i^2}{\gamma_0 (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (7.2.7)$$

В случае низкого уровня возбуждения ($\Delta n \ll n_0, p_0$) выражение (7.2.7) перепишем в виде

$$\tau_n = \frac{n_i^2}{\gamma_0 (n_0 + p_0)}$$

Проанализируем формулу для τ_n в ряде конкретных случаев: а) для собственного полупроводника (i -тип)

$$\tau_i = n_i / 2\gamma_0; \quad (7.2.8)$$

б) n -тип ($n_0 \gg p_0$)

$$\tau_n = n_i^2 / \gamma_0 n_0 = \tau_i \frac{2n_i}{n_0}, \quad (7.2.9)$$

в) p - тип ($p_0 \gg n_0$)

$$\tau_f = n_i^2 / \gamma_0 p_0 = \\ = \tau_i \frac{2n_i}{p_0} \quad (7.2.10)$$

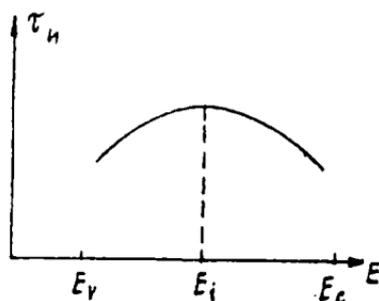


Рис. 7.2.2. Зависимость τ_n от положения уровня Ферми

На рис. 7.2.2 представлена зависимость времени жизни при излучательной рекомбинации (в случае низкого уровня возбуждения) от положения уровня Ферми.

Как следует из приведенной зависимости, в случае низкого уровня возбуждения время жизни в примесном полупроводнике меньше, чем в собственном, для которого величина τ_n достиг

ает максимального значения. Значение времени жизни для собственного полупроводника в свою очередь определяется его температурой и шириной запрещенной зоны.

В случае высокого уровня возбуждения ($\Delta n \gg n_0, p_0$) согласно выражению (7.2.7)

$$\tau_n = \frac{n_i^2}{\gamma_0 \Delta n} = \tau_i \frac{2n_i}{\Delta n} \quad (7.2.11)$$

При высоком уровне возбуждения излучательное время жизни уменьшается с увеличением Δn , при этом интенсивность излучения растет как $\Delta \tau_n \sim \Delta n^2$.

Для анализа температурной зависимости времени жизни при излучательной рекомбинации рассмотрим сначала собственный полупроводник. Температурная зависимость $\tau_i = n_i / 2\gamma_0$ определяется зависимостью от температуры собственной концентрации $n_i \sim \exp(-\Delta E / 2kT)$ и коэффициента γ_0 .

Основной вклад в значение γ_0 дают частоты, отвечающие $h\nu = \Delta E$, поэтому для анализа τ_i от T полагаем

$$\gamma_0 \sim [\exp(\Delta E / kT) - 1]^{-1}$$

при этом для $\Delta E \gg kT$ величины $\tau_i \sim \exp(\Delta E / 2kT)$.

Точный расчет τ_i для T_e был проведен Блэкмором, причем расчетные зависимости хорошо аппроксимируются прямой в координ.

тах $\epsilon_n \tau_n$ от $1/T$ (рис.7.2.3).

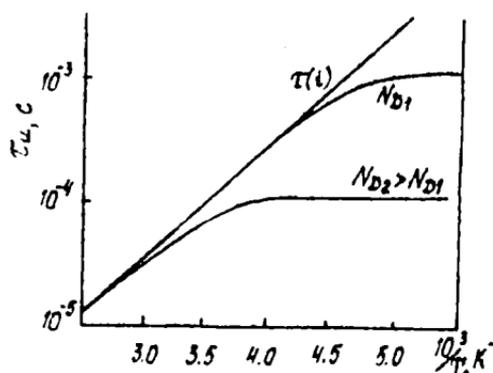


Рис. 7.2.3. Температурная зависимость времени жизни в теллуре при n -эконе уровне возбуждения: 1 - собственный полупроводник, 2,3 - полупроводник n -типа ($n_2 < n_3$)

Для примесного полупроводника (например, n -типа) время жизни составляет

$$\tau_n = \frac{n_i^2}{z_0} \cdot \frac{1}{n_0}$$

В области температур, соответствующих истощению примесных центров $n_0 = \text{const}$, время жизни не зависит от температуры, уменьшаясь по величине с увеличением уровня легирования полупроводника, как это следует из рис.7.2.3.

Таким образом, теория показывает уменьшение времени жизни при излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок с повышением температуры в собственном полупроводнике (рис.7.2.3, кривая I), а для примесного полу-

проводника в области истощения примесных центров характерно постоянство времени жизни от температуры с уменьшением области температур, соответствующих собственной проводимости, при увеличении уровня легирования полупроводника.

В научной литературе величину вероятности излучательных переходов в собственных полупроводниках обозначают коэффициентом B , тогда выражение для соответствующего времени жизни запишется

$$\tau_n = 1/B \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n),$$

где $B = \gamma_0/n_i^2$, γ_0 - интенсивность излучения в равновесных условиях, n_i - концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике. Как следует из выражения для τ_n , коэффициент B определяет величину скорости излучательного процесса в полупроводнике независимо от уровня легирования последнего. В табл. 7.2.1 приведены значения коэффициента B и времени жизни для различных полупроводников.

Таблица 7.2.1

Матер.	$\Delta E_{\text{зб}}$	$n_i, \text{см}^{-3}$	$B \cdot 10^{-12} \text{см}^3/\text{с}$	τ_i	$\tau_n \text{ мкс}$ $n = 10^{17} \text{см}^{-3}$
Si	1,08	$1,5 \cdot 10^{10}$	0,02	4,6 ч	2500
Ge	0,66	$2,4 \cdot 10^{13}$	0,034	0,61 с	150
GaSb	0,71	$4,3 \cdot 10^{12}$	13	9 мкс	0,37
InAs	0,31	$1,6 \cdot 10^{15}$	21	15 мкс	0,24
InSb	0,18	$2 \cdot 10^{16}$	40	0,52 мкс	0,12
GaAs	1,54	$1,29 \cdot 10^{16}$	721	537 с	0,01

Видно, что наиболее эффективным материалом для изготовления излучателей является *GaAs*, обладающий максимальным значением коэффициента B и минимальным времени жизни носителей заряда.

Виды межзонных излучательных переходов

Электронные переходы, которые сопровождаются испусканием кванта излучения (как и при поглощении излучения), могут быть прямыми, т.е. идти без изменения квазиволнового вектора электрона, так и непрямыми, т.е. идти с участием фонона.

В случае прямозонного полупроводника (рис. 7.2.4) излучательные переходы происходят без участия фононов. Спектр рекомбинационного излучения описывается законом, подобным закону поглощения

$$J(\hbar\omega) = B' (\hbar\omega - \Delta E_0)^{1/2}, \quad (7.2.12)$$

где коэффициент B' учитывает вероятность перехода и выражается следующим образом:

$$B' = \frac{2q^2 (M^*)^{3/2}}{n \cdot c \cdot h^2 \cdot m_n^*}, \quad (7.2.13)$$

где $M^* = \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*}$ - приведенная эффективная масса.

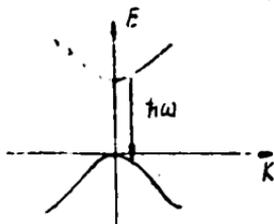


рис. 7.2.4. К формуле (7.2.12)

Следовательно, спектр рекомбинационного излучения имеет порог со стороны малых энергий, отвечающих ширине запрещенной зоны. При увеличении уровня возбуждения (или температуры) заполняются более высокие состояния в зоне проводимости, обуславливая излучение с более высокими энергиями фотонов. Таким образом, для рекомбинации свободных носителей характерен зависящий от температуры высокоэнергетический хвост, в то время как низкоэнергетический край спектра круто обрезан при энергии $h\omega = \Delta E$. Спектр рекомбинационного излучения в $InAs$ приведен на рис. 7.2.5. Из графика видно, что с ростом концентрации электронов максимум интенсивности смещается в сторону больших энергий.

т.к. число фононов, которые могут быть поглощены, мало и быстро

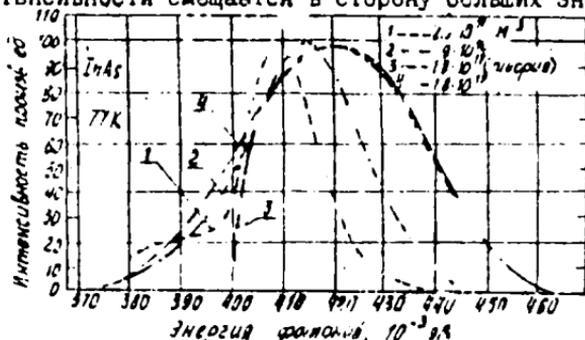


рис. 7.2.5. Спектр рекомбинационного излучения в $InAs$

Если структура валентной зоны сложная и ветвь тяжелых дырок располагается выше ветви легких дырок, то переходы в подзону легких дырок отвечают большим энергиям квантов $h\omega$. Ввиду того, что вероятность перехода пропорциональна M^* , а эффективная масса легких дырок меньше, то и вероятность перехода в подзону легких дырок значительно меньше вероятности перехода в подзону тяжелых дырок, которая и определяет спектр излучения.

В полупроводниках второго типа ($K_{мин} \neq K_{max}$) все заполненные верхние состояния взаимодействуют со всеми пустыми нижними состояниями, однако процессы должны идти с участием фононов. При этом наиболее вероятными являются процессы испускания фононов, т.к. число фононов, которые могут быть поглощены, мало и быстро

уменьшается с понижением температуры, а испускание фононов электронами, находящимися в высокоэнергетическом состоянии, более вероятно.

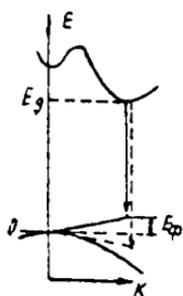


Рис. 7.2.6. К формуле (7.2.14)

Кроме того, оптический переход с испусканием фонона сопровождается и излучением кванта света меньшей энергии, чем ширина запрещенной зоны $\hbar\omega = \Delta E - E_F$. Следовательно, и он будет меньше поглощаться в данном полупроводнике, чем квант света, отвечающий переходу с поглощением фонона $\hbar\omega = \Delta E + E_F$, который легко может быть поглощен полупроводником (рис. 7.2.6).

В материале данного типа при высоких уровнях возбуждений, когда увеличивается заселенность зон и квазиуровни Ферми смещаются вглубь зон, спектр излучения включает все возможные переходы между любыми двумя состояниями, различающимися на $\hbar\omega$, без ограничения на величину K

$$J(\hbar\omega) \sim \int_{\Delta E - E_F}^{\infty} n(E) p(E) dE = B'' (\hbar\omega - \Delta E \pm E_F)^2. \quad (7.2.14)$$

Анализируя выражения (7.2.13) и (7.2.14), видим, что интенсивность излучения быстрее растет при увеличении энергии излучаемого кванта (после достижения порогового значения $\hbar\omega$) в случае прямых переходов. Но величина вероятности непрямых переходов B'' значительно меньше вероятности прямых переходов B' ($B'' \ll B'$), поэтому интенсивность излучения при прямых рекомбинационных переходах должна быть больше, чем в случае непрямых излучательных переходов.

Рассмотренная теория излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок является общей термодинамической теорией, не учитывающей особенностей зонной структуры полупроводника и участия фононов в излучательных переходах. Однако, если в выражение для γ_0 подставить конкретное аналитическое выражение $\alpha(\omega)$, описывающее прямые (или непрямые) переходы, то можно получить γ_0 , а затем τ_i для случая прямых и непрямых переходов.

Такой анализ и расчет τ_i для Ge был выполнен Думке, который получил $\tau_i = 1,98$ с для непрямых излучательных переходов и

$\tau_i = 0,29$ с для прямых (при 300 К).

Теория Ван-Русбрека-Шокли разработана для случая малых ΔE , ΔP и бесфононных излучательных переходов. Однако если $E_F \ll A\omega$, то можно применить рассмотренную теорию и в случае непрямых переходов.

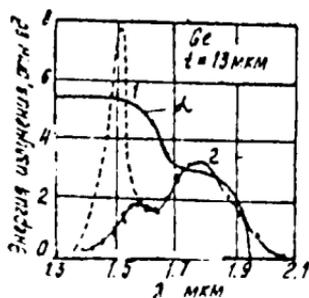


Рис. 7.2.7. Спектр рекомбинационного излучения германия

Наблюдаемый экспериментальный спектр рекомбинационного излучения германия представлен на рис. 7.2.7. Как видно, спектр содержит два максимума, однако более высоко энергетический максимум (отвечающий прямым переходам) – более низкий. Это является результатом того, что коротковолновое излучение сильнее поглощается в образце. Если учесть самопоглощение излучения в образце, то получим кривую, представленную на рис. 7.2.7 пунктиром. Как учитывается самопоглощение? Если коэффициенты поглощения и отраже-

ния излучения в данном образце $\alpha(\omega)$ и R соответственно, а интенсивность излучения на глубине d от поверхности равна J_0 , то на поверхности образца интенсивность излучения с данной частотой (ω) будет $J(\omega) = (1-R)J_0 \exp(-\alpha \cdot d)$. Если генерация происходит по всей толщине образца равномерно, а толщина образца l , то

$$J(\omega) = (1-R) J_0(\omega) \int_0^l \exp(-\alpha \cdot x) \frac{1}{l} dx = \frac{(1-R) J_0 (1 - \exp(-\alpha l))}{\alpha l}$$

Здесь $J(\omega)$ – наблюдаемое излучение, т.е. с учетом поглощения в образце, а $J_0(\omega)$ – генерируемое образцом излучение. Как видно из рис. 7.2.7 с учетом самопоглощения излучения в толще образца, интенсивность излучательной рекомбинации через прямые переходы больше при $\lambda = 1,5$ мкм, чем для непрямых переходов.

В соответствии с (7.2.13) и (7.2.14) спектр рекомбинационного излучения со стороны длинных волн должен обрываться при $\hbar\omega = \Delta E_0$ (или $\Delta E - E_F$), чему на рис. 7.2.5 отвечает кривая 3. Однако как видно из этого рисунка (кривые 1,2,4), экспериментальные спектры сдвинуты относительно теоретического в сторону меньших энергий. Одной из причин такого сдвига может быть участие

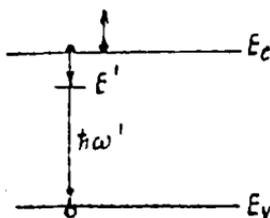


Рис. 7.2.8. Излучательная рекомбинация при взаимодействии с третьим носителем

в процессе излучательной рекомбинации третьего свободного носителя. Излучательный переход с участием, например, двух свободных электронов и одной дырки схематически представлен на рис 7.2.8 : электрон совершает переход в промежуточное виртуальное состояние с энергией E' , выделяющаяся при этом энергия передается второму электрону, а завершается процесс взаимодействием со свободной дыркой, при котором выделяется энергия $\Delta E - E'$ в виде кванта с частотой ω' : $\hbar\omega' = \Delta E - E' \pm E_F$, т.к. процесс излучения кванта света происходит с участием фона.

7.3. Примесная излучательная рекомбинация

Энергия рекомбинации может выделяться в виде кванта излучения и в случае рекомбинации через локальные центры.

1. Мелкие примесные центры

Типичные доноры и акцепторы образуют в полупроводниках примесные центры, которым отвечают локальные уровни, расположенные вблизи краев соответствующих зон. Малая энергия ионизации таких примесных центров определяет название "мелкие" переходы.

Рассмотрим излучательные переходы с участием примесей данного типа. Переходы с участием ионизированного центра ($E_c \rightarrow E_D$ или $E_A \rightarrow E_v$) называют мелкими переходами (рис. 7.3.1).

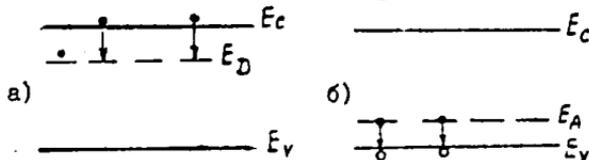


Рис. 7.3.1. "Мелкие" переходы

Переход $E_c' \rightarrow E_D$ (на ионизированный донорный центр) или $E_A \rightarrow E_v$ (с ионизированного акцептора) сопровождался бы излучением кванта света далекой ИК-области, т.к. $\hbar\omega \ll \Delta E$. Были проведены расчеты вероятности переходов $E_c \rightarrow E_D$, $E_A \rightarrow E_v$ и получено выражение для сечения захвата электрона центром при переходе с излучением кванта $\hbar\omega$. Для Ge при $T=4K$ получено значение поперечного сечения процесса измерения кванта $q_H = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-2}$, а для Geизлугу-

чательного перехода $g_{\mu} = 6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, расчет показывает, что вероятность рассматриваемых переходов с испусканием фононов значительно больше, чем вероятность излучательных переходов. При безызлучательном переходе электрон сначала захватывается на возбужденный уровень донора, а затем совершает переходы на более низкие уровни, причем эти переходы сопровождаются испусканием фононов.

Однако рассматриваемые доноры и акцепторы могут участвовать в излучательных переходах другого типа, так называемых "глубоких" переходах - переходах между неионизированным донором "валентной" зоны, или зоной проводимости неионизированным акцептором.

Расчеты, проведенные для вероятности таких переходов и переходов зона-зона, показали, что если в зоне проводимости и на донорных уровнях есть электроны, а в валентной зоне и на акцепторных уровнях имеются дырки, то вероятность переходов "зона-зона" в 4 раза больше, чем вероятность переходов между примесным уровнем и зоной, то есть это процессы одного порядка. Экспериментально излучательные переходы между одной из зон и неионизированным примесным центром типичного донора (или акцептора) наблюдаются в образцах германия, кремния, арсенида галлия и других полупроводников. При анализе этих спектров необходимо учитывать следующие обстоятельства. Рассматриваемые переходы могут идти с участием фононов, при этом энергия излучаемого кванта равна $h\nu = E_D - E_V - E_F$. Так как эксперимент должен проводиться при низких температурах, вероятность испускания участвующего в рекомбинации фонона значительно больше вероятности его поглощения. В процессе рекомбинации могут участвовать разные фононы (оптические, акустические). Например, на рис. 7.3.2 приводятся спектры излучательной рекомбинации в образцах кремния, легированных разными примесями. В процессе рекомбинации принимают участие поперечный акустический фонон, энергия которого равна 0,016 эВ (ТА), и оптический фонон (ТО) с энергией 0,055 эВ. Энергии ионизации примесей в δ_i в электрон-вольтах равны: 0,046 (В); 0,069 (Ві), 0,071 (Ga), 0,14 (In). На каждом рисунке длинная вертикальная черта соответствует энергии излучаемого кванта, когда в процессе рекомбинации участвует оптический фонон ($h\nu_i = E_C - E_n - E_F(T_0)$), а короткая черта - $h\nu_e$

$$E_C - E_n - E_F(T_i).$$

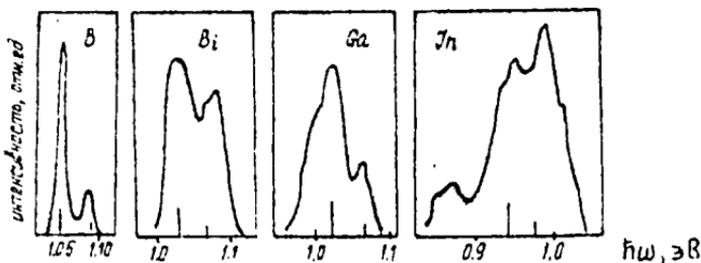


Рис. 7.3.2. Спектры примесной излучательной рекомбинации в кремнии при $T = 20$ К

Вторым обстоятельством, которое необходимо принимать во внимание, является смещение энергетического уровня и образование примесной зоны, сливающейся с краем основной зоны при увеличении концентрации примеси. Это приводит к смещению максимума в спектре излучательной рекомбинации с увеличением концентрации примеси, к трансформации спектра, что хорошо иллюстрирует рис. 7.3.3, полученный при исследовании образцов арсенида галлия дюрочной проводимости с разной концентрацией атомов цинка (цифры у кривых показывают концентрацию цинка). Подобные результаты получены и при изучении арсенида галлия, легированного донорной примесью. (Сс, Те).

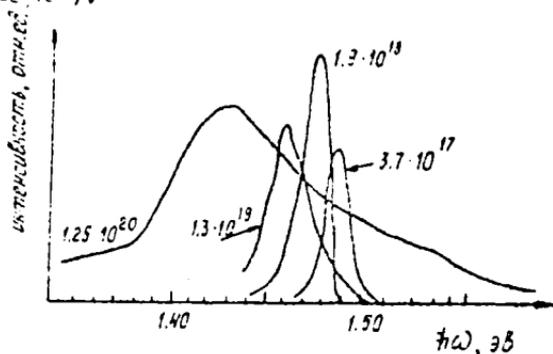


Рис. 7.3.3. Спектры катодолуминесценции арсенида галлия при $T = 4,2$ К

Положение максимумов в спектрах излучательной рекомбинации арсенида галлия не зависит от концентрации легирующей примеси при малых ее значениях ($N_{пр} < 10^{18} \text{ см}^{-3}$), излучаемый при этом квант с точностью до E_F равен ($E_C - E_A$) или ($E_T - E_V$). При больших концентрациях примеси, когда примесная зона и "хвосты" состояний основной зоны перекрываются, имеем излучательный переход носителей между искаженными зонами.

2. Глубокие примесные центры

Примеси, обладающие большими энергиями ионизации (E_i), образуют уровни, расположенные в глубине запрещенной зоны, далеко от краев разрешенных зон. Данные примесные центры называются глубокими. Глубокие центры в германии, арсениде галлия образуют примеси элементов переходных металлов, сложные дефекты, представляющие собой комплексы, состоящие, например, из атомов примеси и вакансий решетки. Как правило, отмеченные примеси создают в полупроводниках многозарядные центры, которым в запрещенной зоне отвечает ряд уровней, различающихся по своему энергетическому положению. Например, атом меди в германии может находиться в пяти зарядовых состояниях, с введением каждого атома данной примеси в запрещенной зоне появляется четыре локальных уровня, два из которых расположены выше валентной зоны и два находятся ниже дна зоны проводимости.

На рис. 7.3.4 показаны спектры излучательной рекомбинации в арсениде галлия с участием глубоких акцепторных центров: железа, никеля и кобальта.

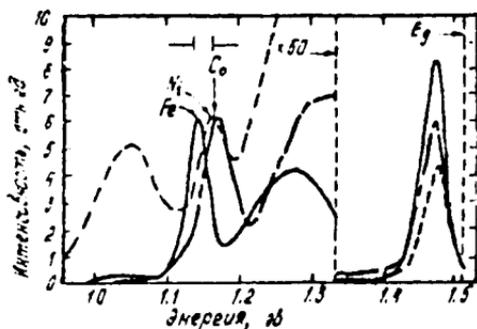


Рис. 7.3.4.

Спектральное распределение излучения в арсениде галлия с примесями Fe, Ni, Co

3. Межпримесная излучательная рекомбинация

При возбуждении компенсированного полупроводника (рис. 7.3.5), например светом с $\hbar\omega > \Delta E$, неравновесные носители заряда могут

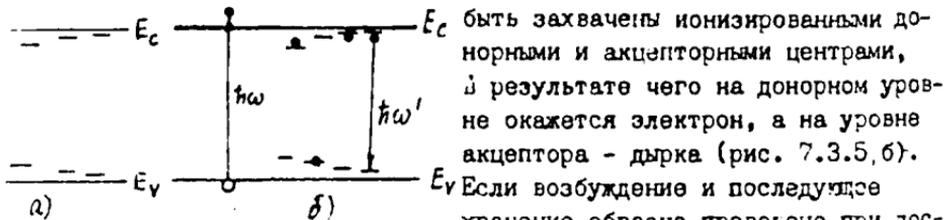


Рис. 7.3.5. Энергетическая диаграмма компенсированного полупроводника

быть захвачены ионизированными донорными и акцепторными центрами, в результате чего на донорном уровне окажется электрон, а на уровне акцептора - дырка (рис. 7.3.5, б). Если возбуждение и последующее хранение образца проведено при достаточно низкой температуре, при которой вероятность теплового выброса

носителей в соответствующие зоны мала, то единственным процессом восстановления равновесного состояния (рис. 7.3.5, а) может быть межпримесная рекомбинация - переход электрона от донора к акцептору минуя свободное состояние. Такой переход возможен, если донор и акцептор связаны в единый комплекс (образуют донорно-акцепторную пару). Переход электрона осуществляется при этом за счет туннелирования вследствие эффекта перекрытия волновых функций электрона и дырки, локализованных на данном комплексе. Межпримесная излучательная рекомбинация на донорно-акцепторных парах впервые экспериментально наблюдалась в ZnS . Излучаемый при рекомбинации квант определяется энергией пары E_{D-A} , которая зависит от расстояния χ между донором и акцептором, образующими пару

$$h\nu = E_{D-A} = E_D - E_A + q^2/\epsilon\chi - (q^2/\epsilon) \cdot (b/\chi^6). \quad (7.3.1)$$

Если расстояние χ значительно больше размеров элементарной ячейки, то последнее слагаемое в (7.3.1), описывающее вандерваальсовское взаимодействие, быстро уменьшающееся с увеличением χ , можно не учитывать. Излучаемый квант зависит от χ , так как атомы могут занимать в решетке вполне определенные места и χ изменяется дискретно. Следовательно, спектр рекомбинационного излучения должен иметь линейчатую структуру, которая наиболее четко должна проявляться для близких пар (при малых χ).

Для расчета спектра излучательной рекомбинации на донорно-акцепторных парах необходимо решение следующих задач:

1. Определение вероятности расположения пары атомов на расстоянии χ , принимая во внимание концентрацию примеси, структуру кристалла и корреляцию в расположении примеси.

2. Расчет энергии пары в зависимости от χ .

3. Определение вероятности излучательного перехода в зависимости от свойств компонентов пары и расстояния между ними.

Так как вероятность туннелирования возрастает с уменьшением расстояния в паре, то по мере уменьшения χ должна возрастать интенсивность излучения, но при этом для данной концентрации примеси падает и число пар. Поэтому зависимость интенсивности излучательной рекомбинации от χ (от энергии излучения) должна представляться кривой с максимумом, причем линейчатую структуру следует ожидать в высокоэнергетической области спектра.

Экспериментально межпримесная излучательная рекомбинация наблюдалась во многих полупроводниках. Пример спектра излучения на донорно-акцепторных парах в фосфиде галлия приведен на рис. 7.3.6. Для фосфида галлия впервые было проведено сопоставление расчетного и экспериментального спектров излучения. Показано, что наблюдается хорошее совпадение расчета с экспериментом для удаленных пар и несколько худшее для близких пар. В соединениях $A^{III}B^V$

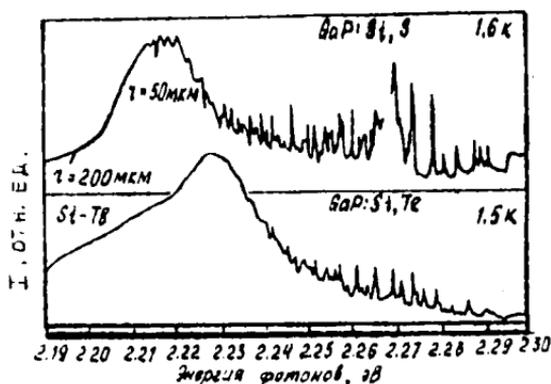


Рис. 7.3.6. Спектр излучения фосфида галлия, содержащего примеси Si, Te; Si; S

- Te, Cd - S, Cd - Te. Излучательная рекомбинация на донорно-акцепторных парах широко используется в светодиодах.

возможно образование пар примесей двух типов. К первому типу относят комплексы S_i-S^V , S_i-Te , S_i-Se , когда донор и акцептор располагаются в одной подрешетке, замещающая атомы элемента пятой группы (B^V). Пары второго типа образуют атомы элементов второй группы, замещающие в решетке атом элемента третьей группы (A^{III}) и элементов шестой группы, располагающиеся в другой подрешетке (вместо B^V): $Zn-S$, $Se-Zn$, $Cd-S$.

7.4. Безизлучательная рекомбинация

Безизлучательная и Оже-рекомбинация являются процессами, конкурирующими с излучательной рекомбинацией. Если время жизни излучательной рекомбинации, как ранее, обозначить $\tau_{и}$, через $\tau_{\delta и}$ обозначить время жизни конкурирующей рекомбинации, то эффективное время жизни носителей определяется из равенства (7.2.3)

$$1/\tau_{\text{эф}} = 1/\tau_{и} + 1/\tau_{\delta и}. \quad (7.4.1)$$

Безизлучательная рекомбинация снижает эффективность излучения, которая может быть представлена как отношение скорости излучательной рекомбинации к полной скорости рекомбинации

$$\eta = \frac{1/\tau_u}{1/\tau_u + 1/\tau_{\delta u}} = \frac{1}{1 + \tau_u/\tau_{\delta u}} \quad (7.4.2)$$

Для случая $\tau_u \ll \tau_{\delta u}$ величина эффективности излучения близка к 1, в то же время для материалов с малым временем жизни, определяемым безызлучательным механизмом, эффективность излучения мала. Экспериментальное исследование безызлучательных процессов осуществить довольно трудно, поэтому вывод о том или ином механизме рекомбинации делается из косвенных данных. При излучательной рекомбинации возможна регистрация интенсивности излучения, энергии квантов, времени жизни носителей заряда. Для безызлучательных переходов основным параметром является постоянная времени процесса рекомбинации, а также величина изменения проводимости кристаллов при их возбуждении в зависимости от температуры, уровня возбуждения и степени легирования материала. Рассмотрим рекомбинационные процессы, которые не приводят к излучению фотонов: Оже-рекомбинацию и безызлучательную, поверхностную рекомбинацию и рекомбинацию через дефекты и примеси.

1. Оже-рекомбинация

При Оже-рекомбинации энергия, высвобождаемая рекомбинирующим электроном, поглощается другим электроном, который рассеивает свою энергию путем испускания фононов. При таком трехчастичном взаимодействии двух электронов и дырки не происходит излучения фотона. Этот процесс относится к межзонным переходам, при которых второй электрон получает энергию, выделяющуюся при рекомбинации первого электрона, переходя на более высокий уровень в зоне проводимости для материала n-типа проводимости или глубоко в валентную зону для материала p-типа (при этом необходимо рассматривать процесс столкновения двух дырок и электрона). Возможны также процессы, при которых осуществляются переходы между примесными состояниями и разрешенными зонами. На рис. 7.4.1 представлена схема Оже-рекомбинации с участием двух электронов и дырки. На ее основе получим соотношение между энергиями взаимодействующих электронов и шириной запрещенной зоны ΔE . Запишем законы сохранения энергии и импульса (рис. 7.4.1) для электронов и дырки, участвующих в Оже-процессе,

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_n^*} + \frac{\hbar^2 k_1'^2}{2m_p^*} + \Delta E = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_n^*} - \frac{\hbar^2 k_2'^2}{2m_p^*}; \quad (7.4.3)$$

$$k_1 - k_1' = k_2 - k_2' \quad (7.4.4)$$

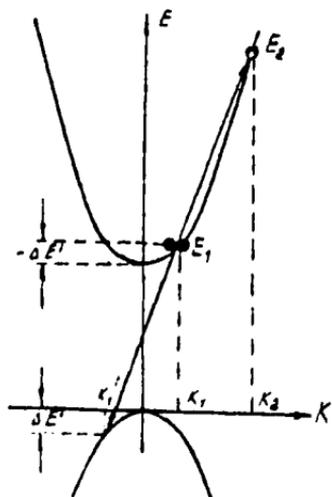


Рис. 7.4.1.

Энергетическая диаграмма, характеризующая электронные переходы при Оже-рекомбинации

где $\mu = m_n^*/m_p^*$. Как следует из соотношения (7.4.7), с ростом ширины запрещенной зоны величина энергии рекомбинирующих электронов в зоне проводимости смещается в сторону больших значений. Бывду того, что степень заполнения уровней с увеличением энергии резко падает, вероятность Оже-рекомбинации в широкозонных полупроводниках будет ниже, чем в узкозонных. При этом необходимо учитывать степень легирования и рабочую температуру полупроводников, которые существенно влияют на степень заполнения энергетических уровней в различных зонах. Важным параметром, влияющим на величину времени жизни, является уровень возбуждения полупроводника. Для узкозонных полупроводников ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) характерно низкое значение подвижности, что приводит к существенной роли Оже-процессов в рекомбинационных явлениях. Пусть в условиях теплового равновесия генерация и рекомбинация электронно-дырочных пар в результате электрон-электронных переходов Оже происходит со скоростью $G_{ee} = R_{ee}$. В случае дырочных переходов скорости генерационных и рекомбинационных переходов также совпадают между собой и равны $G_{hh} = R_{hh}$. Однако при наличии в полупроводнике избыточных электронно-дырочных пар с концентрацией $\Delta n = n - n_0$ (n_0 — равновесная, а n — неравновесная концентрации электронов) скорости рекомбинации для рассмотренных выше Оже-переходов отличны от

Так как K_1' является отрицательной величиной, то последнее соотношение запишется в виде

$$|K_1| + |K_1'| = K_2 - K_1 \quad (7.4.5)$$

Для случая одинаковых эффективных масс электронов и дырок $m_n^* = m_p^*$ система уравнений имеет решение при $K_1 = |K_1'|$

$$\Delta E' = \frac{\hbar^2 K_1^2}{2m_n^*} = \frac{\Delta E}{G} \quad (7.4.6)$$

В общем случае неравенства эффективных масс электронов и дырок величина E равна

$$\Delta E' = \Delta E \frac{\mu^2}{2\mu^2 - \mu + 1} \quad (7.4.7)$$

равновесных.

Так как $e-e$ -рекомбинация происходит при участии двух электронов и дырки, то скорость ее пропорциональна $n^2 p$, аналогично для $h-h$ -переходов скорость рекомбинации пропорциональна $p^2 n$ для нез вырожденного полупроводника. С другой стороны, скорости процессов генерации, обратные рекомбинационным процессам, пропорциональны числу электронов n (для $e-e$ -переходов) и числу дырок p (для $h-h$ -переходов).

Уравнение непрерывности для полупроводника, в котором преобладают процессы Оже-рекомбинации, имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = g_E - \frac{\Delta n}{\tau_A} = g_E - [(g_{ee} + g_{hh}) - (\tau_{ee} + \tau_{hh})], \quad (7.4.8)$$

где g_E - скорость внешнего возбуждения носителей, g_{ee}, g_{hh} - скорость генерации носителей; τ_{ee}, τ_{hh} - скорости рекомбинации носителей при Оже-процессах в неравновесных условиях, τ_A - время жизни носителей при Оже-рекомбинациях. Из принципа детального равновесия величины скоростей генерации в условиях равновесия равны

$$g_{ee} = G_{ee} n/n_c, \quad g_{hh} = G_{hh} p/p_0,$$

а величины скоростей рекомбинации равны

$$\tau_{ee} = G_{ee} \frac{n^2 p}{n_c^2 p_0}, \quad \tau_{hh} = G_{hh} \frac{n p^2}{n_c p_0^2} \quad (7.4.9)$$

Подставляя формулы для скоростей генерации и рекомбинации в уравнение (7.4.8) получаем

$$\frac{dn}{dt} = g_E - \frac{(np - n_i^2)(G_{ee} n p_0 + G_{hh} p n_0)}{n_i^4} \quad (7.4.10)$$

где n_i - концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике.

Тогда выражение для времени жизни носителей заряда при Оже-рекомбинации равно ($n_c + \Delta n = n$, $p_c + \Delta p = p$)

$$\tau_A = \frac{n_i^4}{(n_0 + p_0 + \Delta n)(G_{ee} n p_0 + G_{hh} p n_0)} \quad (7.4.11)$$

Для полупроводника с $\mu = m_n^*/m_p < 1$ время жизни τ_A представляется в следующем виде:

$$\tau_A = \frac{2 n_i^2 \tau_i}{(n_0 + p_0 + \Delta n) L n_0 + \Delta n - \beta (p_0 + \Delta p)} \quad (7.4.12)$$

Выражение для времени жизни в собственном полупроводнике при Оже-рекомбинации в приближении Битти-Ландсберга имеет следующий вид:

$$\tau_i = \frac{3,8 \cdot 10^{-18} \epsilon^2 (1+\mu)^{1/2} (1+2\mu) \exp \left[\frac{1-2\mu}{1+\mu} \frac{\Delta E}{kT} \right]}{(m_n^*/m_0) \{F_1 \cdot F_2\} (kT/\Delta E)} \quad (7.4.13)$$

Здесь ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, величины F_1 и F_2 являются интегралами перекрытия периодической части блоховских функций.

Параметр β соответствует отношению равновесных скоростей h - h - и e - e -переходов и составляет

$$\beta = \frac{\sqrt{\mu} (1+2\mu)}{2+\mu} \exp \left[- \frac{1-\mu}{1+\mu} \frac{\Delta E}{kT} \right]. \quad (7.4.14)$$

Для полупроводника с $\mu < 1$ коэффициент β много меньше единицы и потому член, учитывающий h - h -переходы, не оказывает заметного влияния на величину τ_A . Выражение для τ_A показывает, что время жизни носителей при Оже-рекомбинации зависит от температуры, степени легирования и уровня возбуждения.

Типичная температурная зависимость τ_A приведена на рис. 7.4.2 при следующих параметрах: $\mu = 0,32$; $\{F_1 \cdot F_2\} = 0,1$, $\epsilon = 28$, $\Delta E = 0,32 \cdot 3 \cdot 10^{-5}$ эВ; $n_i = 1,55 \cdot 10^{15} (T)^{3/2} \exp(-1850/T)$ см⁻³.

При этом кривая a соответствует собственному полупроводнику $p_0 = n_0 = n_i$ при низком уровне возбуждения ($\Delta n, \Delta p \ll n_i$) и определяется в основном экспоненциальным множителем в выражении для τ_i .

Небольшой изгиб прямой обусловлен множителем $T^{3/2}$.

Кривые b и c иллюстрируют температурные зависимости легированных полупроводников с $n_0 - p_0 = 10^{15}$ и $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ соответственно. В этом случае выражение для времени жизни может быть представлено в более простом виде, т.к. преобладают в основном e - e -столкновения:

$$\tau_A = \frac{2 n_i^2 \tau_i}{(n_0 + \Delta n)}. \quad (7.4.15)$$

Так как концентрация электронов в области температур, соответствующих примесной проводимости полупроводника, слабо зависит от температуры, то и температурная зависимость $\tau_A(T)$ в этой области температур менее резкая, чем для $\tau_i(T)$. Причем с увеличением степени легирования кривая температурной зависимости проходит значительно ниже, т.к. величина τ обратно пропорциональна квадрату концентрации n_0 .

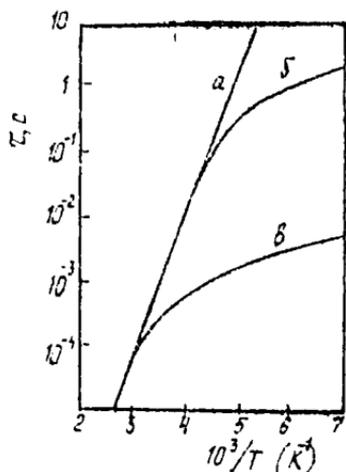


Рис. 7.4.2 Температурные зависимости времени жизни при Сже-рекомбинации носителей заряда

пропорционально n_0^{-2}

, а для полупроводника р-типа $\tau_A \sim p_0^{-2}$. На рис. 7.4.4 приведены зависимости времени жизни концентрации возбужденных носителей Δn для нескольких значений равновесной концентрации носителей заряда: а - $n_0 = p_0 = n_i$; б - $p_0 = 10n_i$, с - $n_0 = 10n_i$, д - $p_0 = 100n_i$.

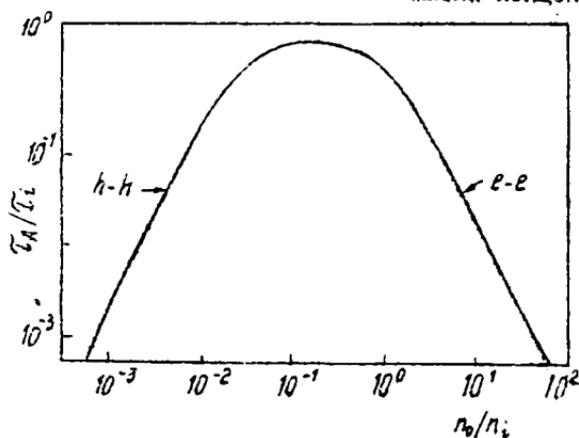


Рис. 7.4.3. Зависимость времени жизни при Сже-рекомбинации от степени легирования полупроводника ($\beta = 10^{-3}$)

При низком уровне возбуждения время жизни (7.4.12) переписывается таким образом:

$$\tau_0 = \frac{2n_i^2 \tau_i}{(n_0 + p_0)(n_0 + \beta p_0)} \quad (7.4.16)$$

На рис. 7.4.3 показаны зависимости времени жизни τ_A от концентрации носителей в полупроводнике. В области электронной проводимости характерно преобладание e-e-процессов, а в области дырочной проводимости - h-h-процессов рекомбинации.

Максимальное значение времени жизни, равное $2\tau_i$, достигается при малой концентрации электронов ($n_0 \ll n_i$), но для условия, что $n_0 \gg \beta p_0$. Для полупроводника п-типа время жизни пропорционально n_0^{-2} , а для полупроводника р-типа $\tau_A \sim p_0^{-2}$. На рис. 7.4.4 приведены зависимости времени жизни концентрации возбужденных носителей Δn для нескольких значений равновесной концентрации носителей заряда: а - $n_0 = p_0 = n_i$; б - $p_0 = 10n_i$, с - $n_0 = 10n_i$, д - $p_0 = 100n_i$.

Во всех приведенных случаях для достаточно высокого уровня возбуждения неравновесных носителей заряда времени жизни стремится к предельной зависимости вида

$$\tau_{\infty} = 2\tau_i (n_i \Delta n)^2 \quad (7.4.17)$$

Для низких уровней возбуждения величина τ_A перестает зависеть от Δn , а для промежуточных значений концентраций неравновесных носителей реализуются различного типа зависимости от уровня возбуждения для полупроводников *p*- и *n*-типа проводимости, а также для собственного материала.

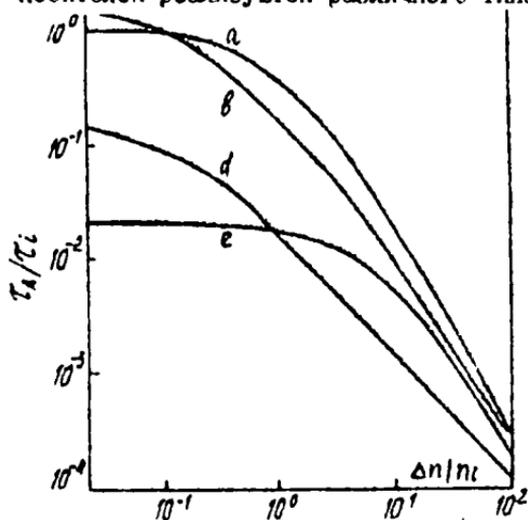


Рис. 7.4.4. Зависимости времени жизни при Оже-рекомбинации от уровня возбуждения

Таких образом, Оже-рекомбинация может быть наиболее вероятным конкурирующим механизмом излучательной рекомбинации для полупроводников с узкой запрещенной зоной, характеризующихся резкой асимметрией эффективных масс электронов и дырок ($\mu \ll 1$) при высоких степенях легирования, уровнях возбуждения и для высоких рабочих температур.

Таких образом, Оже-рекомбинация может быть наиболее вероятным конкурирующим механизмом излучательной рекомбинации для полупроводников с узкой запрещенной зоной, характеризующихся резкой асимметрией эффективных масс электронов и дырок ($\mu \ll 1$) при высоких степенях легирования, уровнях возбуждения и для высоких рабочих температур.

2. Рекомбинация через локальные центры

В качестве локальных центров в полупроводниковых материалах выступают как примеси, так и дефекты кристаллической решетки (вакансии, междоузельные атомы, комплексы, дислокации). Процесс рекомбинации в этом случае представляет собой двухступенчатый процесс, связанный с последовательным захватом центром электрона и дырки.

Рассмотрим случай одновалентных дефектов с концентрацией N_2 и энергетическим положением уровня в запрещенной зоне - E_2 в полупроводниковом образце. Уравнение непрерывности в этом случае (без дрейфовых и диффузионных токов) при скорости внешнего возбуждения электронно-дырочных пар g_E запишется так:

$$\frac{dn}{dt} = g_E - \frac{\Delta n}{\tau} = g_E - [(g_n + g_p) - (\tau_n \cdot \tau_p)], \quad (7.4.18)$$

где g_n, g_p - скорости генерации и τ_n, τ_p - скорости рекомбинации

электронов и дырок соответственно.

Скорости захвата электронов и дырок в невырожденном полупроводнике через примесные центры могут быть записаны

$$\zeta_n = n \gamma_n N_L (1 - f_n); \quad (7.4.19)$$

$$\zeta_p = p \gamma_p N_L f_n, \quad (7.4.20)$$

где n, p - концентрации электронов и дырок; γ_n, γ_p - коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно, f_n - вероятность нахождения электрона на примесном центре, $1 - f_n$ - вероятность нахождения дырки на примесном центре.

Величина $1/\tau_{n_0} = \gamma_n N_L$ представляет собой вероятность захвата электрона пустым дефектом за единицу времени, а величина $1/\tau_{p_0} = \gamma_p N_L$ - вероятность захвата дырки заполненным центром за единицу времени.

Скорости генерации электронов и дырок по аналогии с выражениями (7.4.19) и (7.4.20) могут быть представлены в виде

$$g_n = \gamma_n' N_L f_n; \quad (7.4.21)$$

$$g_p = \gamma_p' N_L (1 - f_n), \quad (7.4.22)$$

где γ_n', γ_p' - константы, характеризующие выброс электрона и дырки с примесного центра соответственно. Для термодинамического равновесия при $n = n_0$ и $p = p_0$ характерны следующие соотношения:

$$\zeta_n = g_n, \quad \zeta_p = g_p. \quad (7.4.23)$$

Из этих соотношений легко получить выражения для констант γ_n' и γ_p' , которые оказываются равными

$$\gamma_n' = \gamma_n n_0 \frac{1 - f_n^0}{f_n^0}, \quad \gamma_p' = \gamma_p p_0 \frac{f_n^0}{1 - f_n^0}, \quad (7.4.24)$$

где f_n^0 - вероятность заполнения примесного уровня электроном в состоянии равновесия. Учитывая выражения для равновесных концентраций электронов и дырок, а также для величины $f_n^0 = [1 + \exp((E_L - F)/kT)]^{-1}$, где F - энергия уровня Ферми, получим следующие соотношения:

$$\gamma_n' = \gamma_n n_1; \quad \gamma_p' = \gamma_p p_1, \quad f_n = n_0 / (n_0 + n_1) = p_0 / (p_0 + p_1); \quad (7.4.25)$$

$$n_1 = n_0 \exp[(E_L - F)/kT]; \quad (7.4.26)$$

$$P_1 = P_0 \exp[(F - E_c)/kT]; \quad (7.4.27)$$

$$n_0 = N_c \exp[(F - E_c)/kT], \quad P_0 = N_v \exp[(E_c - \frac{\Delta E}{2} - F)/kT], \quad (7.4.28)$$

где величины n_1 и P_1 представляют равновесные концентрации электронов и дырок для случая совпадения энергий уровня Ферми с уровнем примесного центра.

Выражение для времени жизни при рекомбинации через примесные центры будет определяться, таким образом, из уравнения (7.4.18):

$$\tau = \tau_n = \tau_p = \frac{\tau_{n0}(P_0 + P_1 + \Delta n) + \tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{n_0 + P_0 + \Delta n}; \quad (7.4.29)$$

$$\tau_0 = \tau_{n0} \frac{P_0 + P_1}{n_0 + P_0} + \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + P_0}, \quad \Delta n \ll n_0, P_0. \quad (7.4.30)$$

Данное выражение для (τ) получено для малой концентрации дефектов (модель Шокли-Рида) и для одинаковых концентраций избыточных электронов и дырок $\Delta n = \Delta p$. В этом случае времена жизни электронов и дырок одинаковы и соответствуют времени жизни пары τ - электрон-дырка. Выражение (7.4.30) соответствует нулевому уровню возбуждения.

Как следует из анализа выражения (7.4.29), величина τ определится концентрацией примеси, энергией примесного уровня; типом примеси (донор или акцептор), коэффициентами захвата примесным атомом электрона и дырки. В зависимости от степени легирования материала, рабочей температуры и уровня возбуждения, величина τ претерпевает существенные изменения. Рассмотрим характер зависимости времени жизни носителей заряда от параметров,

перечисленных выше.

На рис. 7.4.5 показана зависимость времени жизни от положения уровня Ферми для случая дефектов донорного типа, уровни которых расположены в нижней половине запрещенной зоны полупроводника для случая нулевого уровня возбуждения. Характер кривой на рис. 7.4.5 можно пояснить, рассматривая четыре области измене-

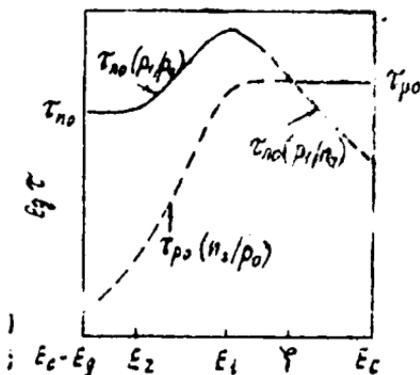


Рис. 7.4.5. Зависимость τ (F)

ния энергии Ферми.

1) $F < E_L$. Для этого случая все уровни дефектов являются пустыми и процесс захвата электронов происходит с минимальной постоянной времени (τ_{n_0}). После заполнения дефект отдает электрон в результате захвата свободной дырки за очень короткое время, т.к. концентрация свободных дырок велика.

2) $E_L < F < E_C$. Только часть дефектов остается незанятой и способна захватить электроны, поэтому постоянная времени захвата электронов растет с энергией F . Постоянная времени захвата дырок все еще велика.

3) $E_C < F < \xi$. В этом случае дефекты полностью заполнены, дырки являются неосновными носителями и захватываются с постоянной времени τ_{p_0} . Однако большой вклад в результирующую постоянную времени дает последующий захват электронов. При меньших значениях концентрации электронов n_0 не захватывает электронов для рекомбинации с каждой захваченной в ловушку дыркой прежде, чем она снова вернется в валентную зону.

4) $\xi < F$. Захват дырок происходит с конечной постоянной времени τ_{p_0} . Среднее время захвата электронов очень мало, т.к. их концентрация достаточно большая.

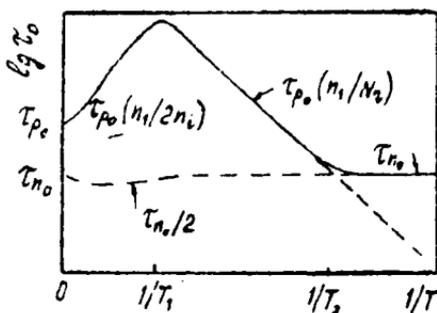
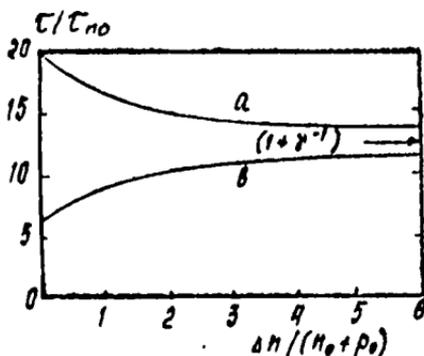


Рис. 7.4.6. Температурная зависимость времени жизни при рекомбинации через дефекты

На рис. 7.4.6 представлена зависимость времени жизни от температуры для полупроводника р-типа с донорными дефектами, расположенными в верхней половине запрещенной зоны. Для такой модели полупроводника температурная зависимость τ , обусловленная захватом электронов, является практически неизменной и равной τ_{n_0} . Лишь для области температур, соответствующих собственной проводимости ($T = T_1$), постоянная времени равна $\tau_{n_0}/2$.

Величина τ в области температур, соответствующих примесной проводимости ($T > T_2$), определяется процессом захвата дырок. Максимум времени жизни достигается в точке перехода в собственную область при $T = T_1$. Следует отметить, что время жизни τ при бесконечно высоком уровне воз-



Фиг. 7.4.7. Зависимости времени жизни носителей заряда от уровня возбуждения: а — $\tau_0 > \tau_{\infty}$, б — $\tau_0 < \tau_{\infty}$ ($\gamma = 0,085$)

Таким образом, для снижения влияния безызлучательного механизма рекомбинации через локальные центры необходимо совершенствовать технологию получения полупроводникового материала с низкой концентрацией дефектов и глубоких неконтролируемых примесей.

3. Поверхностная рекомбинация

Помимо рекомбинации в объеме полупроводника электроны и дырки диффундируют к поверхности и там могут рекомбинировать. При определенных условиях темп рекомбинации на поверхности может превосходить темп рекомбинации в объеме полупроводника. Особенно велика роль поверхностной рекомбинации в микроэлектронных приборах малых размеров с управляемой поверхностью.

Наличие центров рекомбинации на поверхности, с участием которых осуществляется безызлучательная рекомбинация, обусловлено рядом причин:

- отрывом кристаллической решетки, приводящим к возникновению уровней в запрещенной зоне, предсказанных И.Е.Таммом;
- несовершенством обработки поверхности (наличием шероховатостей);
- адсорбцией атомов из окружающей среды;
- стоком примесей и дефектов из прилегающих областей объема

буждения определяется простой зависимостью

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}} &= \tau_{n0} + \tau_{p0} = \\ &= \tau_{n0} (1 + \gamma^{-1}). \end{aligned} \quad (7.4.31)$$

Для любого уровня возбуждения время жизни может быть представлено в виде

$$\tau = \frac{(n_0 + p_0) \tau_0 + \Delta n \cdot \tau_{\infty}}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (7.4.32)$$

Поэтому в зависимости от соотношения τ_{∞} / τ_0 время жизни будет расти или падать с ростом уровня возбуждения (7.4.7). Величина τ_{∞} / τ_0 зависит от свойств примеси в полупроводнике.

полупроводника;

- образованием слоя естественного окисла и границы раздела диэлектрик-полупроводник и т.д.

Рассмотрим влияние поверхности на время жизни в полупроводниковых образцах. Для этого запишем уравнение непрерывности (в стационарном состоянии) для неравновесных носителей заряда для одномерного случая равномерной генерации

$$\mathcal{D}_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{\tau_p} - g_E. \quad (7.4.33)$$

где τ_p - время жизни носителей заряда в объеме полупроводника. Влияние поверхностной рекомбинации учтем через граничное условие при $x = 0$, где справедливо соотношение

$$\mathcal{D}_p \frac{d \Delta p}{dx} = S \Delta p. \quad (7.4.34)$$

где S - скорость поверхностной рекомбинации (см/с), \mathcal{D}_p - коэффициент диффузии. Второе граничное условие примем $\Delta p = 0$ для $x = l$, где x - расстояние от поверхности до некоторой точки в полупроводнике. Для такого полубесконечного образца величина избыточной концентрации дырок (Δp) оказывается равной

$$\Delta p = g_E \tau_p \left[1 - \frac{S \tau_p \exp(-x/L_p)}{L_p + S \tau_p} \right], \quad (7.4.35)$$

где $L_p = \sqrt{\mathcal{D}_p \tau_p}$ - диффузионная длина неравновесных дырок в полупроводниковом материале. На поверхности ($x = 0$) величина Δp составляет

$$\Delta p(0) = g_E \tau_p \left[1 - \frac{S \tau_p}{L_p + S \tau_p} \right] = g_E \tau_p \cdot \frac{L_p}{L_p + S \tau_p}. \quad (7.4.36)$$

Если представить выражение (7.4.36) в виде $\Delta p = g_E \tau_s$, тогда время жизни на поверхности образца может быть представлено в виде

$$1/\tau_s = 1/\tau_p + S/L_p. \quad (7.4.37)$$

Как следует из выражений (7.4.36) и (7.4.35), у поверхности концентрация неравновесных носителей снижается по сравнению с объемной в $(L_p/(L_p + S \tau_p))$ раз. Причем величина времени жизни на поверхности может быть значительно меньше по отношению к объемному значению (τ_p) для высоких значений скоростей поверхностной ре-

комбинации ($\tau_s \approx L_p/S$).

Для случая образца конечной толщины d граничные условия на поверхности запишутся

$$x = 0, d : \pm D_p \frac{d\Delta p}{dx} = S\Delta p. \quad (7.4.38)$$

Здесь для простоты предположено, что скорость поверхностной рекомбинации одинакова $S_p = S_d = S$ на обеих гранях полупроводникового образца.

Решение уравнения (7.4.33) дает следующее выражение для неравновесной концентрации;

$$\Delta p = g_E \tau_p \left[1 - \frac{S \tau_p \operatorname{ch}(x/L_p)}{S \tau_p \operatorname{ch}(d/2L_p) + L_p \operatorname{sh}(d/2L_p)} \right]. \quad (7.4.39)$$

Средняя величина Δp $\int_0^d \Delta p_x dx$ представляется следующим выражением:

$$\Delta \bar{p} = g_E \tau_p \left[1 - \frac{(2L_p(d) \cdot S \tau_p \operatorname{sh}(d/2L_p))}{S \tau_p \operatorname{ch}(d/2L_p) + L_p \operatorname{sh}(d/2L_p)} \right]. \quad (7.4.40)$$

Для тонких образцов с толщиной d много меньше диффузионной длины L_p формула (7.4.40) приобретает вид

$$\Delta \bar{p} = g_E \tau_p \left[1 - \frac{S \tau_p}{S \tau_p + d/2} \right] = g_E \tau_p \frac{d/2}{S \tau_p + d/2}. \quad (7.4.41)$$

При этом величина времени жизни τ_s и введенная из $\Delta \bar{p} = g_E \tau_s$ равна

$$1/\tau_s = 1/\tau_p + \frac{2S}{d}.$$

При высоких значениях скорости поверхностной рекомбинации время жизни может составлять величину $d/2S$.

Для толстых образцов с $d \gg L_p$ выражение (7.4.40) переписывается в следующем виде:

$$\Delta p = g_E \tau_p \left[1 - \frac{2L_p}{d} \cdot \frac{S \tau_p}{S \tau_p + L_p} \right]. \quad (7.4.42)$$

Для малых скоростей поверхностной рекомбинации ($S \tau_p \ll L_p$) время жизни τ_s определяется выражением

$$1/\tau_s = (1/\tau_p) \left[1 - \frac{2S}{d} \tau_p \right]^{-1} = \frac{1}{\tau_p} (1 + \frac{2S}{d} L_p). \quad (7.4.43)$$

Для высоких значений S ($S\tau_p \gg L_p$) величина времени жизни равна

$$1/\tau_s = (1/\tau_p) \cdot [1 - \frac{d^2 L_p}{S}]^{-1} \approx \frac{1}{\tau_p} (1 + \frac{2L_p}{S}) \quad (7.4.44)$$

При использовании толстых образцов влияние поверхности на время жизни носителей заряда менее значительно, чем для тонких образцов.

Для снижения влияния поверхности на время жизни необходимо совершенствовать технологию обработки поверхности с целью снижения скорости поверхностной рекомбинации до $10^1 - 10^2$ см/с. Для этой цели довольно часто применяют пассивацию поверхности посредством защитных диэлектрических покрытий. В этом случае ответственными за рекомбинацию становятся поверхностные состояния на границе раздела диэлектрик-проводник.

Если неравновесные носители оказались вблизи границы раздела, то они рекомбинируют безызлучательным образом через поверхностные состояния. Поэтому необходимо применять методы нанесения пассивирующих слоев диэлектрика на поверхности полупроводников, обеспечивающих минимальную концентрацию поверхностных состояний (N_{SS}). К таким методам относится метод окисления поверхности полупроводника.

Следует отметить, что фундаментальным свойством поверхностных состояний является образование уровней акцепторного типа в верхней половине запрещенной зоны и донорного типа в нижней половине запрещенной зоны. Поэтому для собственного полупроводника уровень Ферми расположен в середине запрещенной зоны как в объеме, так и на поверхности.

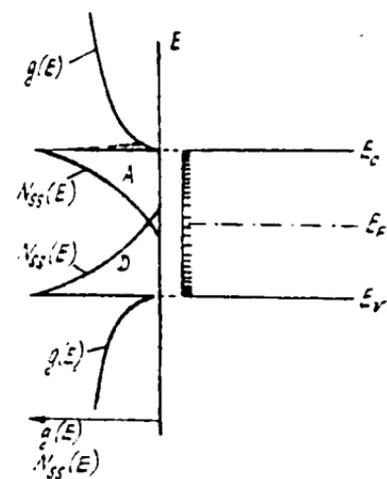


Рис. 7.4.8. Распределение плотности поверхностных состояний $N_{SS}(E)$ на границе раздела диэлектрик полупроводник и плотности состояний $g(E)$ в разрешенных зонах

В этом случае акцепторные и донорные поверхностные состояния являются нейтральными и их суммарный заряд равен нулю. Если же полупроводник n -типа проводимости, то

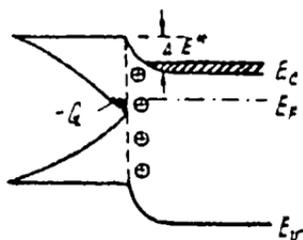


Рис. 7.4.9. Распределение заряда поверхностных состояний в границе раздела полупроводник-диэлектрик

Для полупроводника р-типа изгиб зон на поверхности происходит вниз, ввиду наличия положительного заряда. Поэтому в легированных полупроводниках изгиб зон на поверхности приводит к образованию области пространственного заряда, обеспечивающей разделение неравновесных носителей заряда. Вследствие изгиба зон на поверхности возникает барьер (ΔE^*), препятствующий рекомбинации электронов и дырок на поверхности. Аналогичная причина возрастания эффективного времени жизни возможна при нанесении диэлектрика с встроенным электрическим зарядом ионов, приводящим к объединению на поверхности полупроводника.

уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны. Часть акцепторов с энергиями ниже уровня Ферми оказывается ионизированной вследствие чего на поверхности возникает суммарный отрицательный заряд. Заряд поверхностных состояний приводит к изгибу зон на поверхности (рис. 7.4.9), в результате чего уровень Ферми на поверхности смещается к середине запрещенной зоны. Для полупроводника р-типа изгиб зон на поверхности происходит вниз, ввиду наличия положительного заряда. Поэтому в легированных полупроводниках изгиб зон на поверхности приводит к образованию области пространственного заряда, обеспечивающей разделение неравновесных носителей заряда. Вследствие изгиба зон на поверхности возникает барьер (ΔE^*), препятствующий рекомбинации электронов и дырок на поверхности. Аналогичная причина возрастания эффективного времени жизни возможна при нанесении диэлектрика с встроенным электрическим зарядом ионов, приводящим к объединению на поверхности полупроводника.

ЛИТЕРАТУРА

- Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. - М.: Мир, 1964. - 392 с.
- Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. - М.: Мир, 1973. - 456 с.
- Смит Р. Полупроводники. - М.: Мир, 1982. - 560 с.
- Рыбкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. - М.: ГИФМЛ, 1963. - 496 с.
- Шалимова К.В. Физика полупроводников. - М.: Энергия, 1976. - 416с.

Излучательные переходы, рассмотренные в шестой главе, используются в светоизлучательных приборах, преобразующих электрическую энергию в световую. К таким приборам следует отнести светодиоды, являющиеся некогерентными источниками света, и полупроводниковые инжекционные лазеры. В светодиодах и инжекционных лазерах используется излучательная рекомбинация инжектированных с помощью р-п-переходов носителей заряда. При малых уровнях возбуждения время жизни инжектированных носителей определяется скоростью спонтанной рекомбинации. При увеличении уровня возбуждения можно получить большую плотность излучения, увеличить долю вынужденного излучения, реализовать условия, необходимые для лазерного эффекта.

Светоизлучающие приборы являются одним из основных элементов оптоэлектронных устройств, широко применяемых в современной электронной технике. В данной главе рассматриваются светоизлучающие приборы, в которых используется электролюминесценция, представляющая собой рекомбинационное излучение, возникающее при инжекции неосновных носителей в область полупроводникового п-р-перехода. Более кратко рассматриваются физические принципы работы полупроводниковых лазеров с электронным и оптическим возбуждением.

8.1. Светоизлучающие диоды

В 1923 г. О.В. Лосев описал "светящийся детектор", в основе которого лежало наблюдаемое при протекании тока порядка 0,4 мА зеленое свечение в области контакта с полупрозрачным нитридом кремния. Несмотря на то, что теоретическое объяснение наблюдаемого явления было дано значительно позднее (1940 г.), О.В. Лосев сразу указал на возможность практического применения "светящегося детектора" в качестве светового реле, безинерционного источника света. Однако вследствие малых значений вероятности излучательной рекомбинации в типичных полупроводниках практическое использование данного явления казалось маловероятным. Только с начала 60-х годов, когда было обнаружено интенсивное излучение в р-п-переходе арсенида галлия, излучательная рекомбинация в р-п-переходах стала широко использоваться в электронике (инжекцион-

ная электроника). Как показано ранее, интенсивность излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок равна $\tau_n = \xi_n n \cdot p$. В равновесных условиях вероятность излучательной рекомбинации мала, но при инжекции свободных носителей заряда с помощью р-п-перехода концентрация носителей и интенсивность излучательной рекомбинации могут быть значительно увеличены, что и используется в инжекционной электролюминесценции. Таким образом, для решения вопроса о практическом использовании излучательной рекомбинации необходимо было решить две задачи - добиться высокой концентрации носителей и увеличить роль излучательной рекомбинации, уменьшив вклад конкурирующей безизлучательной рекомбинации.

Как известно, инжекция неосновных носителей заряда имеет место при прямом смещении р-п-переходов. В этом случае ток через р-п-переход описывается формулой

$$J = q \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (8.1.1)$$

где V - напряжение на р-п-переходе; D_n, L_n - коэффициент диффузии и диффузионная длина электронов; D_p, L_p - те же параметры для дырок; n_p, p_n - соответственно концентрации неосновных носителей в р- и п-областях диодной структуры. Таким образом, величина тока инжекции зависит от уровня легирования р- и п-областей, параметров свободных носителей и величины смещения на р-п-переходе.

Если обе стороны перехода сильно легированы, то приложение прямого смещения вызывает инжекцию электронов в р-область, дырок - в п-область и вблизи перехода создается повышенная концентрация носителей заряда.

1. Физические процессы в светодиодах

На рис. 8.1 показана диаграмма основных энергетических уровней р-п-переходов при тепловом равновесии. Приведенный случай относится к сильно легированным (вырожденным) полупроводникам, так что уровни Ферми в обеих областях находятся в пределах разрешенных зон. Если проводимости объема р- и п-областей велики, то все напряжение оказывается приложенным непосредственно к переходу.

При малом прямом смещении ток через переход будет отличаться от нуля. Если переход очень узок, то волновые функции электронов

в зоне проводимости перекрываются с валловыми функциями дырок в валентной зоне. В таком случае электрон туннелирует при постоянной энергии из зоны проводимости p -области в валентную зону p -области. При этом могут совершаться переходы электроны из заполненных состояний s -зоны на пустые состояния v -зоны. Когда область перекрытия между заполненными состояниями в зоне проводимости и пустыми состояниями в валентной зоне возрастает (с ростом прямого напряжения), то увеличивается и туннельный ток (рис. 8.1.2). Ток достигает максимального значения при смещении V_0 , когда обеспечивается максимальное перекрытие заполненных состояний в зоне проводимости и пустых состояний в валентной зоне (рис. 8.1.3а). При больших смещениях перекрытие уменьшается и туннельный ток падает. Рассмотренный интервал прямых смещений соответствует области I на кривой рис. 8.1.2. Максимальное значение туннельного тока приходится на напряжение $V_0 = \xi/q$, где ξ - меньшее из двух значений ξ_n и ξ_p . При напряжениях $V_1 > V > V_2$ межзонное туннелирование падает и основную роль играют туннельные переходы между хвостами состояний (рис. 8.1.3б). При обратных смещениях заполненные состояния в валентной зоне p -области перекрываются с пустыми состояниями в зоне проводимости p -области. Поэтому электроны туннелируют в этом случае в обратном направлении, чем при прямом смещении. Когда прямое смещение достаточно велико, электрон может совершить переход в валентную зону посредством процесса туннелирования с излучением фотона. Поэтому данный процесс называется "туннелированием при

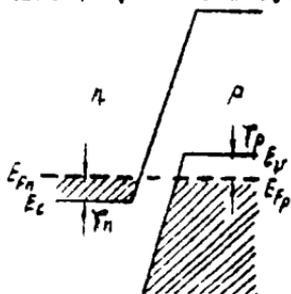


Рис. 8.1.1. Энергетическая диаграмма p - n -перехода в тепловом равновесии

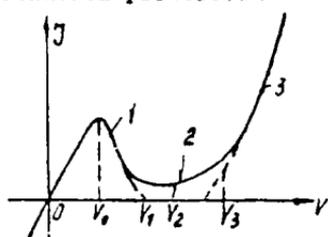


Рис. 8.1.2. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

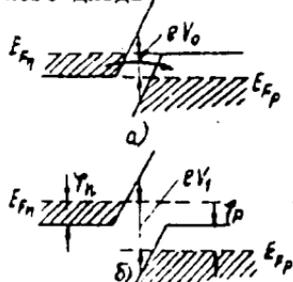


Рис. 8.1.3. Энергетические диаграммы p - n -перехода, соответствующие напряжениям прямого смещения

состояний s -зоны на пустые состояния v -зоны. Когда область перекрытия между заполненными состояниями в зоне проводимости и пустыми состояниями в валентной зоне возрастает (с ростом прямого напряжения), то увеличивается и туннельный ток (рис. 8.1.2). Ток достигает максимального значения при смещении V_0 , когда обеспечивается максимальное перекрытие заполненных состояний в зоне проводимости и пустых состояний в валентной зоне (рис. 8.1.3а). При больших смещениях перекрытие уменьшается и туннельный ток падает. Рассмотренный интервал прямых смещений соответствует области I на кривой рис. 8.1.2. Максимальное значение туннельного тока приходится на напряжение $V_0 = \xi/q$, где ξ - меньшее из двух значений ξ_n и ξ_p . При напряжениях $V_1 > V > V_2$ межзонное туннелирование падает и основную роль играют туннельные переходы между хвостами состояний (рис. 8.1.3б). При обратных смещениях заполненные состояния в валентной зоне p -области перекрываются с пустыми состояниями в зоне проводимости p -области. Поэтому электроны туннелируют в этом случае в обратном направлении, чем при прямом смещении. Когда прямое смещение достаточно велико, электрон может совершить переход в валентную зону посредством процесса туннелирования с излучением фотона. Поэтому данный процесс называется "туннелированием при

участии фотона¹¹. Данный механизм дает вклад в так называемый избыточный туннельный ток, соответствующий участку 2 на рис.8.1.2. В соответствии с моделью параболических зон для величины смещения V_2 минимальная энергия излучаемых фотонов соответствует переходу между краями разрешенных зон (рис. 8.1.4)

$$h\nu_{\min} = qV_2 - \varphi_n - \varphi_p, \quad (8.1.2)$$

а максимальная энергия фотонов равна

$$h\nu_{\max} = qV_2 - \varphi_p + \varphi_n \cdot (m_n^*/m_p^*), \quad (8.1.3)$$

где член $-\varphi_0 + \varphi_n \cdot (m_n^*/m_p^*)$ учитывает закон сохранения поперечного импульса. Если закон сохранения импульсов при постоянной энергии достигается за счет рассеяния, то максимальная энергия

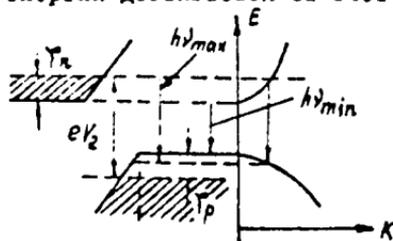


Рис.8.1.4. Энергетическая диаграмма р-п-перехода, описывающая туннелирование при участии фотона

составляет $h\nu_{\max} \approx qV_2$. Поэтому с увеличением смещения V_2 спектр излучения сдвигается к более высоким энергиям, что иллюстрируется на рис. 8.1.5.

С ростом прямого смещения ширина перехода уменьшается, что приводит к увеличению вероятности туннелирования и интенсивности излучения. При этом величина тока и интенсивность излучения экспоненциально зависят от напряжения на переходе

$$L \sim J \sim \exp(\alpha/\varepsilon), \quad (8.1.4)$$

где α – константа; ε – электрическое поле на переходе.

для достаточно больших напряжений электроны распространяются по зоне проводимости (или дырки по валентной зоне) над переходом(рис. 8.1.6). Для этого случая реализуется инжекционный характер протекания тока, соответствующий участку 3 на вольтамперной характеристике

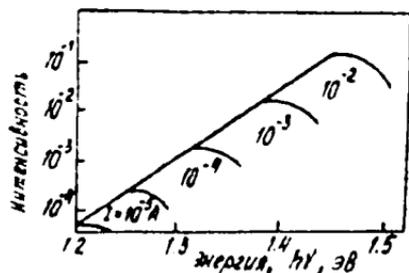


Рис. 8.1.5. Зависимости интенсивности излучения от энергии кванта излучения при различных токах через р-п-переход

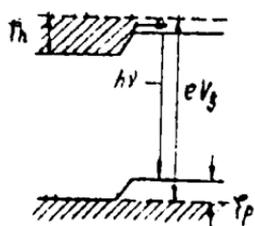


Рис. 8.1.6. Энергетическая диаграмма р-п-перехода, соответствующая инжекции носителей заряда

тике. При инжекции в полупроводниках с прямой запрещенной зоной возможна прямая межзонная рекомбинация неравновесных носителей заряда, а для полупроводников с непрямой запрещенной зоной рекомбинация осуществляется с участием фотонов. Инжекционный ток и соответствующее излучение возрастает с ростом напряжения V_3 согласно уравнению

$$J = J_0 [\exp(qV_3/kT) - 1]. \quad (8.1.5)$$

Величина J_0 пропорциональна $\exp[-(\Delta E + \xi)/kT]$. Параметр ξ равен меньшей из величин ξ_n и ξ_p , а $(\Delta E + \xi_p)$ является энергетическим барьером для электронов, который они должны преодолеть, чтобы перейти в р-область. Подобный барьер для дырок, инжектируемых в п-область, равен $(\Delta E + \xi_n)$. Инжекционный ток резко возрастает (рис. 8.1.2) при напряжениях $qV_3 > \Delta E + \xi_p$. Так как обычно $\xi_n > \xi_p$ ($m_n^* \ll m_p^*$), то для полупроводников с одинаковым уровнем легирования электронная составляющая диффузного тока преобладает над дырочной, и поэтому активной областью является участок р-области, примыкающий к р-п-переходу. Так, для р-п-перехода из полупроводникового материала GaAs с $m_n^* = 0,07m_0$ и $m_p^* = 0,36m_0$ характерна односторонняя инжекция (электронов) и активной областью является р-область. Энергия квантов излучения при рекомбинации инжектированных носителей соответствует ширине запрещенной зоны. Инжекция неосновных носителей в р-п-переходе, включенном в прямом направлении, может привести к высокой эффективности преобразования электронов и дырок в фотоны в полупроводнике даже в отсутствие лазерного эффекта. Процесс спонтанной эмиссии может происходить посредством одного из механизмов излучательной рекомбинации, описанных в главе 7, в полупроводниках как с прямыми, так и с непрямыми переходами. При малых токах диод ведет себя как источник некогерентного излучения, тогда как при токах, превышающих пороговый, возникает лазерный эффект, связанный с вынужденным излучением (если диод изготовлен в виде оптического резонатора). Для создания лазеров пригодны в основном полупроводники с прямыми переходами.

Простейший светодиод изготавливался из материала арсенида

галлия п-типа проводимости посредством диффузии акцепторной примеси для формирования р-области. При этом в р-области концентрация примеси (N_A, N_D) больше, чем концентрация примеси в п-области (N_D). При условии равенства $N_A - N_D = N_D$ концентрация примеси в р-области ($N_{пр} = N_A + N_D \approx 3N_D$) в три раза превышает концентрацию примеси в п-области (N_D). Для высоких значений уровней легирования полупроводникового материала "хвосты" плотности состояний в р-области значительно превышают аналогичные величины для п-области р-п-переходов. Поэтому ширина запрещенной зоны в р-области меньше, чем для п-области. Это вызывает меньше поглощение рекомбинационного излучения, испущенного в р-области светодиода, при распространении его в п-области.

Помимо инжекции существует еще один механизм возбуждения электролюминесценции - ударная ионизация при обратном смещении р-п-перехода, когда в области объемного заряда создается электрическое поле такой напряженности, что свободные носители заряда накапливают в нем энергию, достаточную для ионизации атомов. Это приводит к лавинообразному нарастанию числа свободных носителей заряда и тока через р-п-переход. Следует отметить, что данный способ увеличения концентрации свободных носителей менее эффективен, чем инжекция при прямом смещении, так как разогретые электрическим полем носители часть своей энергии передают решетке. По этой причине возможен сильный перегрев р-п-перехода, что может привести к тепловому пробое и выходу прибора из строя. При создании различных светодиодов наряду с такими, в которых активная излучающая область должна находиться с одной стороны р-п-перехода, т.е. предпочтительна односторонняя инжекция носителей заряда, представляет интерес и такие, в которых ламинируются обе области р-п-перехода и область объемного заряда. От эффективности излучательной рекомбинации в этих областях зависит цвет и интенсивность свечения. В этом случае инжекция носителей заряда в обе области должна носить дозированный характер, что предъявляет высокие требования к точности легирования р- и п-областей диода.

Для создания преимущественной инжекции носителей заряда может быть использована разница в подвижностях электронов и дырок, а наиболее кардинальное решение этой проблемы осуществлено в гетеропереходах. В полупроводниках, в которых невозможно создать р-п-переход, для инжекции неосновных носителей заряда в активную

область, может быть использован барьер Шоттки или контакт металл-диэлектрик-полупроводник.

2. Спектр излучения светодиода

Область спектра излучения светодиода определяется шириной запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлен диод, в случае гомоперехода, либо шириной запрещенной зоны полупроводника активной области гетероперехода. Конкретный вид спектра излучения определяется видом излучательной рекомбинации, составом полупроводника и уровнем возбуждения. В случае межзонной излучательной рекомбинации, как отмечалось ранее в главе 6, спектр излучения для прямых переходов описывается формулой вида $J(\hbar\omega) = B^1(\hbar\omega - \Delta E)^{1/2}$, а для случая переходов с участием фотонов $J(\hbar\omega) = B^2(\hbar\omega - \Delta E \pm E_\Phi)^2$. Следовательно, низкоэнергетический край спектра излучения приходится на $\hbar\omega_{\min} = \Delta E$, а высокоэнергетический зависит от уровня возбуждения. Если излучательная рекомбинация происходит через примесный центр, то излучается квант света с энергией $\hbar\omega < \Delta E$. Во многих светодиодах используется примесная излучательная рекомбинация с переходами типа $E_C - E_A$ (либо $E_D - E_V$), причем примесным центром, через который идет излучательная рекомбинация, является типичный акцептор (или донор) с малой энергией ионизации ($\Delta E_A, \Delta E_D$). В этом случае энергия испускаемого кванта света $\hbar\omega \approx \Delta E$.

Легко показать, что максимум интенсивности излучения с точностью до половины kT приходится в этом случае на величину энергии фотона, равную $(E_C - E_A)$ или $(\Delta E - \Delta E_A)$. Действительно, при излучательном переходе электрона с энергией E из зоны проводимости на акцепторный уровень E_A вероятность перехода, пропорциональная интенсивности излучения, зависит от числа рекомбинирующих электронов и числа неионизированных акцепторных центров, содержащих дырки (рис. 8.1.7),

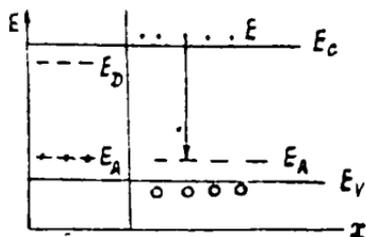


Рис. 8.1.7. К записи формулы (8.1.6)

$$J(\hbar\omega) = N_C(E) f_n(E) N_A f_p(E). \quad (8.1.6)$$

Предполагая, что все акцепторные центры заполнены дырками, получаем $f_p(E) = 1$. Функцию распределения электронов в зоне про-

димости выражаем по закону Больцмана через квазиуровень Ферми для электронов (F_n): $f_n(E) = \exp [(-E - F_n)/kT]$. Считаем также, что плотность состояний в зависимости от энергии представляется в зоне проводимости как $N_c(E) \sim (E - E_c)^{1/2}$, а вероятность перехода типа $E_c - E_A$ не зависит от энергии. В соответствии с вышеприведенным интенсивность излучения равна

$$J(\hbar\omega) = C(E - E_c)^{1/2} N_A \exp [-(E - F_n)/kT]. \quad (8.1.7)$$

Вводя обозначения $x = (E - E_c)/kT$ и $\hbar\omega = E - E_A$, после несложного преобразования получаем выражение (8.1.7) в таком виде:

$$J(x) = C' x^{1/2} \exp(-x).$$

Из условия равенства нуля производной $J'(x)$ в максимуме спектральной характеристики ($J \approx J_{\max}$) находим, что $X_{\max} = 1/2$. Это означает, что энергия кванта, соответствующая максимуму интенсивности излучения, равна (с учетом введенных обозначений) следующему выражению:

$$\begin{aligned} (\hbar\omega)_{\max} &= \frac{E - E_A}{kT} = \frac{E - E_c}{kT} + \frac{E_c - E_A}{kT} = x + \frac{E_c - E_A}{kT} = \\ &= \frac{1}{2} kT + \frac{E_c - E_A}{kT} = \frac{1}{2} kT + \frac{\Delta E - \Delta E_A}{kT}. \end{aligned} \quad (8.1.8)$$

Таким образом, энергия кванта при $J \approx J_{\max}$ превышает разность энергий дна зоны проводимости и акцепторного уровня на $1/2 kT$. В данном рассмотрении не учтены взаимодействие электронов и дырок с примесями и эффект самопоглощения излучения в материале, которые значительно искажают форму спектральной характеристики, особенно ее высокоэнергетической части.

Очень часто в светодиодах используется межпримесная излучательная рекомбинация на донорно-акцепторных парах. Спектральная область излучения таких светодиодов соответствует энергии кванта $\hbar\omega \leq \Delta E$, где $\hbar\omega = \Delta E - \Delta E_D + q^2/\epsilon\gamma$. Однако конкретным донорно-акцепторным парам отвечает свой спектральный интервал. Например, максимум интенсивности свечения светодиодов на основе фосфида галлия приходится на энергию кванта: равную 2,192 эВ при межпримесной излучательной рекомбинации через пары (Zn - S); 2,207 эВ - (Te - Cd); 2,207 эВ - (Zn - Te). Примесная излучательная рекомбинация используется в светодиодах с перест-

равняемому цветом свечения, что достигается формированием двух слоев фосфида галлия, легированных различными примесями (например, легирование азотом определяет зеленый цвет свечения, цинком - красный). Такой прибор содержит два р-п-перехода, которые могут быть включены как одновременно, так и по отдельности. Яркость свечения регулируется током через соответствующий переход. При одновременном включении обоих переходов, регулируя токи, можно изменять цвет свечения от зеленовато-желтого до красновато-желтого.

С целью смещения излучения в коротковолновую область спектра на поверхность светодиода наносятся антистоксовы люминофоры. Антистоксовыми называют люминофоры, излучающие свет более коротковолновый, чем поглощенный, вызвавший возбуждение люминофора. Антистоксовое смещение возможно, если люминофор содержит центры двух типов - ионы сенсibilизатора и активатор. Поглощение света происходит в ионе сенсibilизатора, который, поглотив последовательно два кванта с $\lambda = \lambda_1$, передает всю энергию иону активатора и возбуждает его. При переходе иона активатора в равновесное состояние испускается квант света, длина волны которого $\lambda = \lambda_1/2$. Так, использование люминофоров на основе фторидов тантала, иттрия, бария, сенсibilизированных и активированных эрбием или гольмием, нанесенных на светодиоды из арсенида галлия, позволяет реализовать зеленое свечение ($\lambda = 0,55$ мкм). Недостатками светодиодов с люминофорами являются низкое быстродействие и малый КПД, что обусловлено невысоким коэффициентом преобразования энергии.

3. Основные параметры светодиодов

Яркостная характеристика. В системе СИ единицей яркости является кандела, деленная на квадратный метр ($\text{кд}/\text{м}^2$) - яркость источника излучения, каждый квадратный метр излучающей поверхности которого имеет в данном направлении силу света, равную одной канделе. При использовании светодиодов для визуального отображения информации приемником излучения является человеческий глаз. В видимой части оптического диапазона спектральная чувствительность человеческого глаза неравномерна, она существенно различается для разных людей и зависит от условий наблюдения. Для обеспечения инженерной фотометрии Международная комиссия по

освещению (МОК) определила стандартную функцию спектральной чувствительности человеческого глаза (функцию видности) для дневного зрения при угле наблюдения 2° (рис.8.1.8). Видность представляет собой отношение мощности светового потока, оцениваемой глазом, к истинной его мощности и измеряется в люменах, деленных на ватт. Это позволяет переходить от световых характеристик к энергетическим. Максимальная чувствительность глаза соответствует длине волны 555 нм, на которой мощность излучения 1 Вт эквивалентна световому потоку 680 люмен. Излучающий прибор, который отдаст свою энергию в виде излучения с $\lambda = 555$ нм, обладает наибольшей яркостью и экономичностью

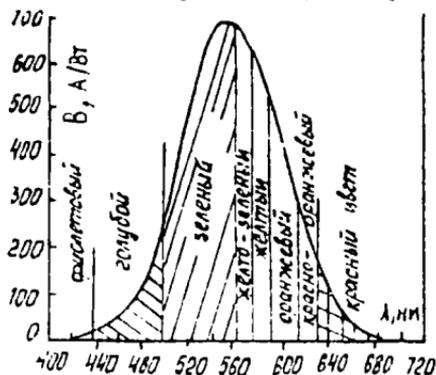


рис. 8.1.8. Спектральная характеристика видности

с точки зрения глаза человека при использовании светодиодов для визуального отображения информации. При использовании светодиода для передачи информации в виде светового сигнала к приемнику излучения и для других целей видность не имеет значения. В этом случае используется яркостная характеристика в виде зависимости яркости от величины тока, протекающего через прибор. Вид яркостной характеристики определяется структурой р-р-перехо-

да и зависит от уровней легирования р- и п-областей и активного слоя, где преимущественно происходит излучательная рекомбинация. В общем случае в области малых и больших токов эта характеристика нелинейна: в области малых токов (малых прямых смещений, пока $qV < \hbar\omega$) излучения нет, при больших токах яркостная характеристика сублинейна вследствие сильного отклонения от равновесного состояния активной области. При этом квазиуровни Ферми F_n и F_p значительно смещаются от равновесного F , а смещение демаркационных уровней для электронов и дырок существенно изменяет соотношения между числом рекомбинационных центров и ловушек. Поэтому оптимальный режим работы светодиода определяется видом его яркостной характеристики.

Интегральная интенсивность излучения светодиода зависит от протекающего через р-р-переход электрического тока. Рассмотрим

случай, когда рекомбинация происходит в р-области диода, причем инжекционный ток электронов значительно превосходит дырочный. При $qV / \gg kT$ согласно (8.1.1) ток инжекции равен

$$J = qS \frac{n_p}{\tau_p} L_n \exp(qV/kT). \quad (8.1.9)$$

Интегральная интенсивность излучения с учетом (8.1.6) представляется в виде

$$\int J(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = A \int N_c(E) f_n(E) N_A f_p(E_A) dE. \quad (8.1.10)$$

Так как $f_p(E_A) = 1$, $\int N_c(E) f_n(E) dE = n_p$,

а $\tau_{изл} = 1/\chi_{изл} \cdot N_A$, тогда величина интегральной интенсивности пропорциональна $n_p/\tau_{изл}$. Следовательно, при рекомбинации через акцепторные центры интенсивность пропорциональна току, протекающему через диод ($\tau_p = \tau_{изл}$). Экспериментально установлена для многих светодиодов линейная зависимость между мощностью излучения и током до $J_{гр} \approx 10^2$ А/см². Для светодиодов из фосфида галлия отклонение от линейной зависимости наблюдается при $J_{гр} > 10$ А/см² и в области малых токов: $J_{гр} \leq (0,1-0,5)$ А/см². В ряде случаев конкретного использования светодиода в качестве основного параметра берется сила света, под которой понимается световой поток, приходящийся на единицу телесного угла в заданном направлении. Единицей силы света является кандела. Этот параметр может быть измерен с большей точностью, чем яркость.

К основным параметрам светоизлучающих диодов, применяемых в качестве сигнальных индикаторов, относят: цвет, угол излучения, прямое напряжение и быстродействие. Цвет свечения обычно задается длиной волны в максимуме спектральной полосы (λ_{max}). Излучательную способность светодиода характеризуют внутренней квантовой эффективностью η , главным отношением числа испущенных в базе диода фотонов к числу инжектированных в нее носителей, и внешней квантовой эффективностью η_e , определяемой отношением числа фотонов, испущенных диодом, к полному количеству зарядов, протекающих через диод.

Если, как и ранее, базой диода является р-область, то число электронов, инжектируемых в базу, равно $Q_n = J_n \cdot \tau_{эф} / q$, где J_n — электронная составляющая инжекционного тока; $\tau_{эф}$ — эффективное время жизни, определяемое через $\tau_{изл}$ и $\tau_{ф,ц}$, описывающей

конкурирующую, безызлучательную рекомбинацию: $1/\tau_{эф} = 1/\tau_{изл} + 1/\tau_{б.и}$. Интенсивность генерации фотонов равна $N_{ф} = Q_n/\tau_{изл}$. Тогда внутренняя квантовая эффективность равна

$$\eta = \frac{N_{ф}}{J_n/q} = \frac{Q_n \tau_{эф}}{Q_n \tau_{изл}} = \frac{\tau_{б.и}}{\tau_{изл} + \tau_{б.и}} \quad (8.1.11)$$

При $\tau_{б.и} \gg \tau_{изл}$ величина $\eta = 1$, что соответствует большей вероятности излучательной, чем безызлучательной рекомбинации.

Выражение для внешней квантовой эффективности имеет вид

$$\eta_e = \eta \cdot \gamma \cdot K_{опт} = \eta \left(1 - \frac{\beta_p}{\beta_n}\right) K_{опт}, \quad (8.1.12)$$

где γ является коэффициентом инжекции р-п-перехода; $K_{опт}$ - коэффициент, характеризующий потери излучения при его выводе из диода; β_p , β_n - проводимости р- и п-области светодиода. Если внутренняя квантовая эффективность светоизлучающих диодов может быть близка к единице, то внешняя эффективность в общем случае значительно ниже. Основные виды потерь излучения следующие:

- 1) потери на внутреннее отражение излучения, падающего на границу раздела полупроводник-воздух под углом, большим критического;
- 2) поверхностные потери на френелевское отражение излучения, падающего на границу раздела под углом, меньшим критического;
- 3) потери, связанные с поглощением излучения в приконтактных областях;
- 4) потери, связанные с поглощением излучения в толще полупроводника.

Наиболее значительные потери приходится на полное внутреннее отражение излучения, которое затем поглощается в материале (рис. 8.1.9). Через поверхность проходит лишь та небольшая доля излучения, которая падает под углом, меньшим, чем $\theta_{кр}$. Для полупроводников GaAs и GaP значения показателя преломления составляют соответственно 3,54 и 3,3, а значения критического угла равны примерно 16° и $17,7^\circ$. Если коэффициент поглощения света в кристалле велик, то все отраженное световыводящей поверхностью излучение поглотится внутри кристалла. Если же полупроводник прозрачен для генерируемого излучения, то свет, отражен-

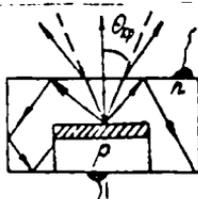


Рис. 8.1.9. Структура плоского светодиода

ное излучение поглотится внутри кристалла. Если же полупроводник прозрачен для генерируемого излучения, то свет, отражен-

ный верхней и боковыми гранями кристалла, может повторно падать на светоизлучающую поверхность и частично выводится из кристалла под углами, меньшими критического. Для плоской конфигурации светодиода доля излучения, которая может быть выведена при первом падении излучения, определяется по формуле

$$\eta_c = \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)^{1/2} \right] \frac{4n}{(n+1)^2} \approx \frac{1}{(n+1)^2 n} \quad (8.1.13)$$

Множитель $1/2$ обусловлен тем, что спонтанное излучение испускается равномерно во всех направлениях и поэтому лишь половина его попадает в n -область светодиода. Второй множитель (в квадратных скобках) отражает долю излучения, выходящую из кристалла под углами, меньшими критического. А третий множитель представляет собой коэффициент пропускания света, падающего нормально к поверхности. Приведенная формула не учитывает потери, связанные с поглощением в n -области, хотя предполагалось, что все отраженное внутрь излучение тернется в результате самопоглощения. Для полупроводника с $n = 3,5$ (GaAs) из плоской структуры светодиода можно вывести лишь 1,4 % эмиттируемого излучения. Поэтому важное значение имеет поиск различных путей повышения внешней оптической эффективности светоизлучающих диодов. В настоящее время существует несколько таких путей.

1. Применение такой геометрии диода, чтобы большая часть излучаемого p - n -переходом свете падала на границу раздела под углом, меньшим критического.
2. Помещение диода в среду с показателем преломления n ($1 < n_c < n$) для увеличения критического угла.
3. Нанесение антиотражающих покрытий на поверхность светодиода для снижения потерь на отражение излучения, падающего на поверхность под углами, меньшими критического.
4. Создание конструкции диода с омическими контактами малой площади с целью уменьшения потерь на отражение.
5. Создание диффузно-рассеиваемой светоизлучающей поверхности для повышения внешнего квантового выхода излучения.
6. Получение многослойных структур, позволяющих реализовать направленные потоки излучения и суженную диаграмму направленности.

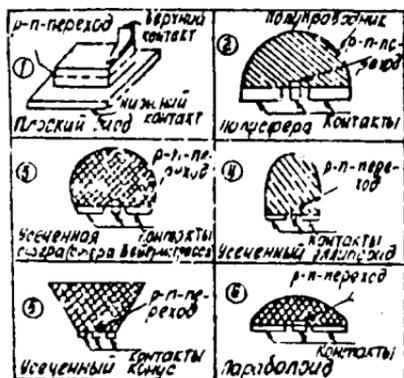
Для повышения внешней квантовой эффективности за счет увеличения коэффициентов γ и $K_{\text{опт}}$ в выражении (8.1.12) применяют светодиоды на основе гетеропереходов, образованных полупроводник-

ками с отличающимися ширинами запрещенной зоны.

1. Вследствие разных значений ширины запрещенной зоны контактирующих полупроводников потенциальные барьеры для основных носителей различны, что позволяет при приложении прямого смещения осуществить одностороннюю инжекцию из широкозонного полупроводника в узкозонный с коэффициентом инжекции $\chi \approx 1$.

2. Так как оптические свойства областей различаются, то показатели преломления широкозонного полупроводника n_1 больше показателя преломления узкозонного n_2 . Поэтому генерируемое в активной области узкозонного полупроводника излучение выводится через широкозонный полупроводник, где оно не поглощается ($\hbar\omega < \Delta E_1$). Кроме того, в силу $n_1 > n_2$ излучение "фокусируется" (волноводный эффект), что очень важно для сопряжения излучателей со светодиодами в интегральных схемах.

На рис. 8.1.10 приведены различные конфигурации светодиодов.



Анализ параметров рассмотренных светодиодных структур, приведенных в табл. 8.1.1, показывает следующее. Использование сферических поверхностей позволяет увеличить эффективность с 1,4 до 34%. В этих конструкциях размер p-n-переходов существенно меньше диаметра полусферы, что позволяет получать малое отклонение падающего на поверхность луча от нормали к поверхности. Наибольшую интенсивность излучения J_{\max} вдоль оси ($\chi=0$) дает конструкция на основе усеченного эллипсоида, тогда как параболоид и усеченная сфера Вейерштрасса дают наибольшую концентрацию излучения $\langle J \rangle$ в угле $0 < \theta < 26^\circ$. Эти конструкции обладают значительными фокусирующими свойствами. На практике применяются в основном менее трудоемкие при изготовлении конструкции светодиодов типа усеченного конуса или полусферы. Приведенные в табл. 8.1.1 расчетные значения параметров не учитывают потерь на самопоглощение, роль которых существенно возрастает вследствие значительного увеличения длины пути излучения. Самопоглощение может быть уменьшено путем легирования p-области примесями акцепторного типа. Переходы электронов

Рис. 8.1.10. Различные конструкции светодиодов

и дырок в p-области при переходе электронов и дырок в n-область. Переходы электронов и дырок в p-область при переходе электронов и дырок в n-область. Переходы электронов и дырок в p-область при переходе электронов и дырок в n-область.

Таблица 8.1.1
 Параметры светодиодов
 различных конструкций

N	λ , %	$J_{\theta=0}^{\max}$	$0 < \theta < 26^\circ$
1	1,4	0,004	0,0039
2	34	0,05	0,05
3	34	1,4	0,52
4	25	9,8	0,39
5	20	0,063	0,059
6	34	3,3	0,52

: Zn. Основными материалами для светодиодов видимого диапазона являются полупроводники с шириной запрещенной зоны $\Delta E > 1,7$ эВ : GaP, легированный различными примесями, GaN, ZnS и твердые растворы GaAs - GaP. Светодиоды, излучающие в видимой области, могут использоваться в индикаторах, дисплеях и т.п.

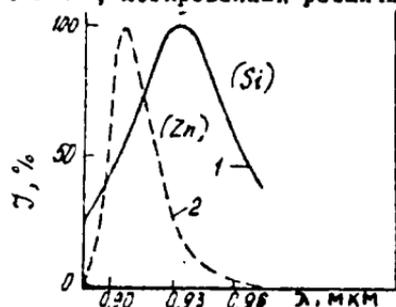


Рис. 8.1.11. Спектральные характеристики светодиодов на основе арсенида галлия, легированного различными примесями

из зоны проводимости на акцепторные уровни вызывает излучение фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны: $\hbar\omega < \Delta E$. На рис. 8.1.11 показаны спектры излучения светодиодов на основе арсенида галлия, легированного Zn и Si. Видно, что максимум излучения светодиода на основе легированного кремнием арсенида галлия находится на $\lambda \approx \approx 932$ нм, т.е. на существенно большей длине волны, чем для GaAs :

При создании излучателей инфракрасного диапазона в основном используют GaAs, а также твердые растворы GaAs - AlAs и InP - InAs различного состава. Инфракрасные светодиоды являются перспективными для волоконно-оптических линий связи. Светодиоды по сравнению с лазерами имеют как недостатки, так и преимущества. К последним относятся более высокая рабочая температура, меньшее влияние изменения температуры на мощность излучения, простота конструкции и схемы питания. К недостаткам относятся меньшая яркость, более низкие частоты модуляции и большая ширина линии излучения (100-500 Å) по сравнению с лазерами (0,1-1 Å).

8.2. Физические процессы в полупроводниковых лазерах

1. Инжекционные лазеры.

Обратную связь, требуемую для осуществления лазерной гене-

рации, можно создать при ограничении активной области р-п-перехода двумя оптически плоскими отражающими поверхностями, т.е. придав ей вид интерферометра Фабри-Перо.



Рис.8.2.1. Лазерная структура

Для создания лазера необходимо выполнение двух условий: 1) усиление должно быть выше или по крайней мере равно потерям; 2) излучение должно быть когерентным.

Вначале рассмотрим условие когерентности. С ростом скорости рекомбинации растет и плотность фотонов. Они индуцируют дальнейшую рекомбинацию. Возникающие фотоны, как и при спонтанном излучении, распространяются во всех направлениях с произвольными фазами. В максимуме спектрального распределения находится большое число фотонов и поэтому на этой частоте вызывается большее число переходов, чем на краях спектра. Поэтому наблюдается значительное сужение спектра излучения. Когерентность импульса можно получить при помещении источника излучения в резонатор, который поддерживает рост колебаний определенной частоты и фазы. Такое селективное усиление является результатом положительной обратной связи для тех электромагнитных колебаний, которые образуют стоячие волны в резонаторе.

Конструкция подобного лазера приведена на рис.8.2.1, в которой отражающие поверхности кристалла параллельны друг другу и перпендикулярны плоскости перехода. При этом отраженный свет остается в активной области, ширина которой не превышает 1 мкм. Так как показатели преломления полупроводниковых материалов велики ($n \approx 3-4$), то отражательная способность поверхностей достаточно велика и не требуется специального нанесения отражающих металлических слоев. Отражающие поверхности обычно получают путем скалывания предварительно сориентированного кристалла по плоскостям спайности (для GaAs по плоскости (110)).

Для создания лазера необходимо выполнение двух условий:

- 1) усиление должно быть выше или по крайней мере равно потерям;
- 2) излучение должно быть когерентным.

Вначале рассмотрим условие когерентности. С ростом скорости рекомбинации растет и плотность фотонов. Они индуцируют дальнейшую рекомбинацию. Возникающие фотоны, как и при спонтанном излучении, распространяются во всех направлениях с произвольными фазами. В максимуме спектрального распределения находится большое число фотонов и поэтому на этой частоте вызывается большее число переходов, чем на краях спектра. Поэтому наблюдается значительное сужение спектра излучения. Когерентность импульса можно получить при помещении источника излучения в резонатор, который поддерживает рост колебаний определенной частоты и фазы. Такое селективное усиление является результатом положительной обратной связи для тех электромагнитных колебаний, которые образуют стоячие волны в резонаторе.

Проанализируем виды потерь в полупроводниковом лазере:

- 1) потери на поглощение свободными носителями, т.к. концентрация их высока для создания условий инверсной заселенности;
- 2) оптические потери, обусловленные поглощением или рассеянием излучения на примесях или дефектах кристаллической решетки;

- 3) потери на дифракцию, определяемые выходом излучения из оптического резонатора, так как электромагнитная волна распространяется в активной области малой толщины, сравнимой с длиной волны;
- 4) потери, обусловленные удалением инжектированных носителей из активной области, вследствие их диффузии;
- 5) потери на излучение через торцы кристалла, так называемые "краевые" потери, равные $-\ln(R_1 \cdot R_2)/2L \approx -\ln R/L$, где R_1, R_2 - коэффициенты отражения на торцах кристалла; L - расстояние между отражающими поверхностями.

Первый источник потерь устранить трудно, ввиду использования для лазеров сильно легированного материала. Вклад второго в потери снижается за счет совершенствования технологии получения полупроводниковых кристаллов. Потери на дифракцию могут быть значительно уменьшены применением диэлектрических волноводов для каналирования излучения в активной области. Потери на диффузию инжектированных носителей устраняются использованием гетероструктур, создаваемых из материалов с различной шириной запрещенной зоны. Последние два вида потерь и способы их снижения будут рассмотрены ниже в разд. 8.3.

Вычислим коэффициент усиления полупроводникового лазера. Для возникновения усиления необходимо, чтобы вероятность вынужденного излучения превышала вероятность поглощения излучения. Энергия фотона удовлетворяет условию

$$h\nu_{\max} = \Delta E + \zeta_p + \zeta_n, \quad (8.2.1)$$

где ΔE - ширина запрещенной зоны; ζ_n, ζ_p - энергия квазиуровней Ферми для электронов и дырок соответственно. Для рассмотрения условий инверсионной населенности в полупроводниковых лазерах обратимся к рис. 8.2.2. На нем изображены зависимости от энергии плотности состояний в зоне проводимости (g_c) и валентной зоне (g_v), а также функции распределения электронов (f_n) и дырок (f_p) в зоне проводимости и валентной зоне.

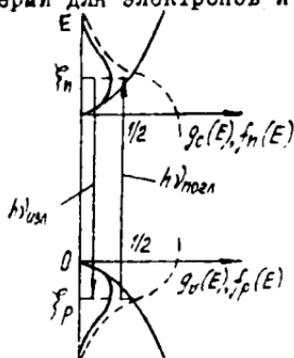


Рис. 8.2.2. Зависимости от энергии плотности состояний и функции распределения электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне

Скорость вынужденной рекомбинации пропорциональна произведению плотности занятых верхних состояний и плотности свободных нижних состояний

и плотности свободных нижних состояний

яний

$$g_0(E) f_n(E) g_v(E - h\nu) f_p(E - h\nu) / W_{cv}, \quad (8.2.2)$$

где W_{cv} - матричный элемент оператора возмущения, определяемый дипольным моментом электрона.

Подобным образом запишем выражение для скорости поглощения

$$g_c(E) [1 - f_n(E)] g_v(E - h\nu) [1 - f_p(E - h\nu)] |W_{cv}|^2. \quad (8.2.3)$$

Коэффициент усиления G определяется как разность выражений (8.2.2) и (8.2.3)

$$G = -g_c(E) g_v(E - h\nu) |W_{cv}|^2 [1 - f_n(E) - f_p(E - h\nu)]. \quad (8.2.4)$$

Скорость спонтанной рекомбинации запишется аналогично выражению (8.2.2)

$$r_v = B g_c(E) g_v(E - h\nu) f_n(E) \cdot f_p(E - h\nu). \quad (8.2.5)$$

С учетом выражения (8.2.5) формула для коэффициента усиления переписывается таким образом:

$$G = A \frac{f_n(E) - f_p(E - h\nu) - 1}{f_n(E) f_p(E - h\nu)}. \quad (8.2.6)$$

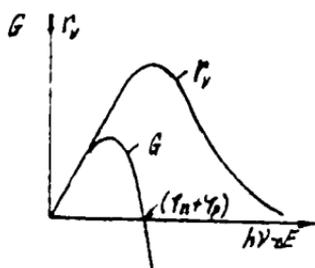


Рис. 8.2.3. Расчетные зависимости интенсивности спонтанного излучения и коэффициента усиления от энергии квантов

На рис. 8.2.3 приведены зависимости от энергии $h\nu$ величин G и r_v , рассчитанных при следующих значениях параметров: $m_n^* = 0,07 m_0$, $m_p^* = 0,5 m_0$, $T = 81$ К, $\Upsilon_n = 15$ мэВ, $\Upsilon_p = 5$ мэВ. Как следует из зависимостей при энергии кванта $h\nu = \Delta E + \Upsilon_n + \Upsilon_p$, величина G обращается в нуль. При $h\nu < \Delta E + \Upsilon_n + \Upsilon_p$ величина $G < 0$, а при $h\nu > \Delta E + \Upsilon_n + \Upsilon_p$ величина $G > 0$. Максимальное значение коэффициента усиления принимает при энергии кванта $\Delta E < h\nu < \Delta E + \Upsilon_n + \Upsilon_p$. Для получения большего усиления необ-

ходимо, чтобы величины f_n и f_p были велики, что достигается для пар состояний, расположенных между $E_c + \Upsilon_n$ и $E_v + \Upsilon_p$.

В полупроводниковом лазере коэффициент усиления G определяется в общем случае структурой энергетических зон и сложным образом зависит от степени легирования, температуры и частоты. При

возрастании уровня возбуждения максимальное значение коэффициента усиления возрастает и $h\nu_{\text{max}}$ смещается в сторону больших энергий.

В связи с вышесказанным можно считать, что существует некоторое пороговое значение тока возбуждения (для инжекционных лазеров), начиная с которого усиление превышает потери и имеет место лазерная генерация. При токах возбуждения ниже порогового происходит спонтанное излучение. Типичные значения порогового тока $\sim 10^3$ А/см² при $T = 77$ К. С ростом температуры величина порогового тока растет, как $j_{\text{пор}} \sim T^3$. Поэтому с повышением температуры возникает необходимость работы в режиме генерации коротких лазерных импульсов.

2. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком

Одним из перспективных способов возбуждения является накачка полупроводниковых лазеров с помощью пучка ускоренных электронов. Этот метод был реализован вскоре после создания инжекционных лазеров, но не получил развития в области практического применения. Это объясняется тем, что лазеры с накачкой электронным пучком являются сложными приборами и требуют более длительной разработки технологии их изготовления.

К преимуществам лазеров с электронным возбуждением следует отнести следующие принципиальные моменты.

1. Генерация импульсной мощности в десятки мегаватт при высокой частоте следования импульсов и расходуемости излучения в несколько минут.

2. Получение излучения на практически любой заданной длине волны в диапазоне от 0,25 до 15 мкм и более при эффективности преобразования до 25-35 %.

3. Осуществление внутренней модуляции излучения за счет модуляции плотности электронного пучка в полосе до десятков гигагерц.

4. Создание гибридных приборов на основе элементов СВЧ электроники и полупроводниковых лазерных элементов для получения сверхкоротких импульсов излучения (до 10^{-12} с) большой мощности.

5. Разработка лазеров, работающих в квазинепрерывном режиме (с непрерывным сканированием электронным лучом по кристаллу), со средней мощностью до сотен ватт.

В отличие от инжекционных лазеров, где избыточные электроны и дырки образуются в легированном кристалле в электрическом поле в результате их перераспределения, в лазерах с электронным возбуждением генерация неравновесных носителей тока происходит путем ионизации атомов решетки. При этом нет необходимости использовать сильно легированные материалы как в инжекционных лазерах, так как электроны и дырки образуются в процессе возбуждения.

Механизм взаимодействия быстрых электронов с полупроводником рассмотрен в главе 6. Поэтому сразу рассмотрим последовательность преобразования энергии электронного пучка в лазерное излучение.

Накачка переводит полупроводниковый кристалл из состояния, в котором электроны находятся в термодинамическом равновесии с решеткой, в возбужденное состояние с инверсным заполнением энергетических уровней. При переходе электрона из возбужденного состояния на нижние энергетические уровни испускается квант света с энергией, равной ширине запрещенной зоны. При взаимодействии излучения с полупроводником, находящимся в инверсном состоянии, интенсивность излучения увеличивается. Получим выражение для мощности излучения полупроводникового лазера.

Мощность потока электронов с энергией E_0 при плотности тока j и размере поперечного сечения S равна

$$P_0 = E_0 j S / q. \quad (8.2.7)$$

Часть мощности электронного потока рассеивается за счет отражения падающих электронов от поверхности полупроводникового кристалла. Величина коэффициента отражения σ зависит от массы

атомов и не превышает 50 %. Электроны, проникающие в кристалл, ионизируют на пути своего движения атомы решетки.

Глубина их проникновения растет с ростом энергии электронов E_0 , а энергия, необходимая для ионизации одного атома и образования электрон-дырочной пары, составляет около $W \approx 3 \Delta E$ (ΔE - ширина запрещенной зоны). Так как энергия кванта излучения равняется примерно ширине запрещенной зоны, то две трети энергии электронного потока, затрачиваемой на ионизацию атомов, идет на фоновое взаимодействие. Поэтому коэффициент фоновых потерь равен отношению энергии запрещенной зоны к энергии образования одной электрон-дырочной пары $\gamma_0 = \Delta E/W$. Фоновые потери практически определяют КПД преобразования, который равен 30-40 %. Фоновые потери настолько высоки, что полупроводниковый лазер с электронным возбуждением может работать лишь в импульсном режиме. Процесс передачи энергии неравновесными электронами и дырками в решетке осуществляется за 10^{-12} - 10^{-10} с. Этим временем и определяются предельные частоты внутренней модуляции излучения лазера.

Другим видом потерь энергии в полупроводниковом лазере являются потери на безызлучательную рекомбинацию, характеризующиеся коэффициентом γ_1 . Этот коэффициент определяется величиной отношения времени жизни при излучательной и при безызлучательной рекомбинациях: $\gamma_1 = 1/(1 + \tau_{\delta, \nu} / \tau_u)$.

Часть энергии, переданной электрон-дырочным парам, расходуется на спонтанное излучение, определяемое временем жизни частиц в возбужденном состоянии, которое тем больше, чем меньше время жизни. Мощность спонтанного излучения определяется следующим выражением:

$$P_{\text{пор}} = \frac{E_0 j_{\text{пор}} S (1 - \delta) \cdot \gamma_0 = (kT)^{3/2} \Delta E}{q \tau}, \quad (8.2.8)$$

где $j_{\text{пор}}$ - пороговая плотность тока электронов, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, τ - время жизни электрон-дырочной пары.

Мощность излучения, выходящая из резонатора, равна мощности, запасенной в резонаторе, исключая потери в самом резонаторе: при отражении от зеркал, рассеянии на неоднородностях, а также из-за неоднородности возбуждения по глубине. Эти потери определяются функцией выхода

$$f = \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{\alpha' \cdot L}{\ln(R_1 \cdot R_2)^{-1/2}} \right). \quad (8.2.9)$$

Здесь λ - коэффициент, учитывающий неоднородность возбуждения резонатора; α' - коэффициент нерезонансных потерь, связанный с рассеянием на неоднородностях; R_1, R_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора; L - длина резонатора. В результате учета всех видов потерь окончательное выражение для мощности излучения может быть записано

$$P_{\text{изл}} = \frac{E_0 (j - j_{\text{пор}}) S}{q} (1 - \delta) \gamma_0 \gamma_1 \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{\alpha' L}{\ln(R_1 R_2)^{-1/2}} \right). \quad (8.2.10)$$

Как следует из выражения (8.2.10), выходная мощность лазера пропорциональна E_0 и $(j - j_{\text{пор}})$. Наименьшая энергия электронов должна быть равна утроенной ширине запрещенной зоны полупроводникового материала. Но при такой энергии глубина проникновения частиц мала и невозможно получить генерацию. Минимальная энергия электронов, при которой получена генерация излучения, составляет 5 кэВ. С ростом E_0 выходная мощность излучения увеличивается, но при энергии электронов 200–300 кэВ мощность начинает падать и возрастает пороговая плотность тока накачки, что объясняется образованием радиационных дефектов. На рис. 8.2.4 показаны величины пороговых энергий образования радиационных дефектов, связанных со смещением атомов полупроводниковых соединений из узлов кристаллической решетки. При этом характерно различие энергий $E_{\text{пор}}$ для различных атомов соединений. Поэтому долговечная работа полупроводниковых лазеров

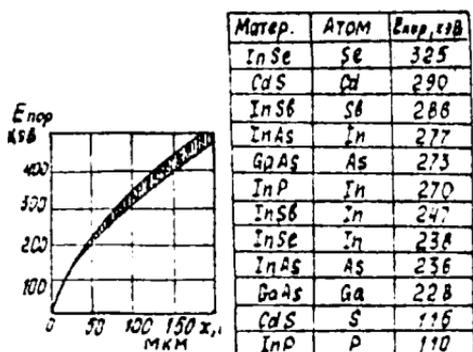


Рис.8.2.4. Зависимость от энергии электронов глубины их проникновения в полупроводниковый материал

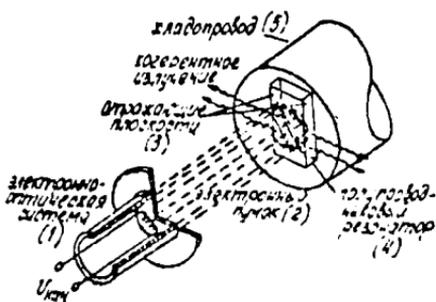


Рис.8.2.5. Конструкция лазера с накачкой электронным пучком: 1 - электронно-оптическая система, 2 - электронный пучок, 3 - отражающие плоскости резонатора, 4 - полупроводниковый кристалл, 5 - холодотруб

возможна, если энергия электронов E_0 ниже пороговой энергии образования дефектов ($E_{пор}$) в решетке кристалла. Для повышения выходной мощности при заданной величине E_0 необходимо увеличивать ток накачки j и уменьшить пороговую плотность тока накачки $j_{пор}$. Увеличение тока накачки ограничено допустимыми тепловыми потерями в кристалле. Пороговая плотность тока зависит от энергии электронов, температуры и степени легирования материала. При росте энергии E_0 величина $j_{пор}$ снижается за счет уменьшения вклада потерь, связанных с неоднородностью возбуждения. С понижением рабочей температуры величина $j_{пор}$ также уменьшается. Типичная конструкция полупроводникового лазера с электронным возбуждением приведена на рис.8.2.5. Важным элементом конструкции полупроводникового лазера является оптический резонатор на основе полупроводникового кристалла. Требования к полупроводниковому материалу вытекают

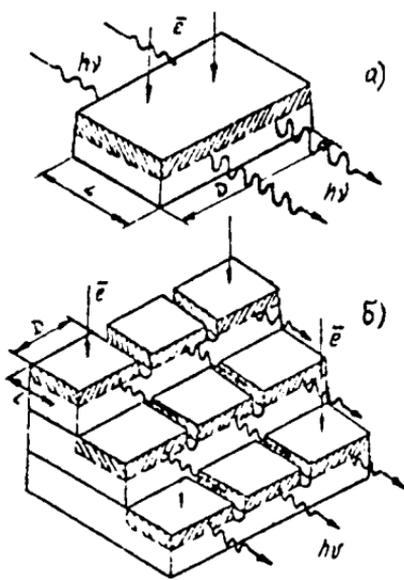


Рис.8.2.6. Конструкции резонатора лазера с электронным возбуждением

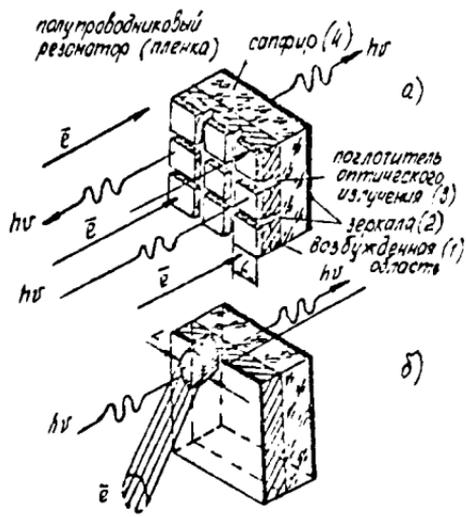


Рис.8.2.7. Конструкции резонатора на основе полупроводниковых пленок: 1 - возбужденная область, 2 - зеркала, 3 - поглотитель оптического излучения, 4 - подложка (сапфир)

из анализа взаимодействия быстрых электронов с полупроводником и потерь излучения в нем. Для изготовления лазера выбирается прямозонный полупроводник. С помощью соединений типа твердых растворов, изменяющих ширину запрещенной зоны при изменении процентного содержания элементов, можно регулировать рабочую длину волны лазера. Как правило, резонатор представляет собой параллелепипед, две грани которого являются зеркалами (рис.8.2.5). Обычно это сколотая или полированная поверхность кристалла, обладающая достаточно высоким коэффициентом отражения ($R \approx 0,3$ для $G_0 A_S$). При заданном превышении мощности накачки над

пороговой мощностью существуют оптимальные размеры резонатора L , при котором достигается максимальный квантовый выход. Поперечный размер резонатора определяется допустимой мощностью потерь на спонтанное излучение и лежит в пределах $D \approx (1,5-2)L$ (рис. 8.2.6а). В зависимости от глубины проникновения электронов в кристалл меняется рабочая площадь зеркала, через которую выходит излучение. Так как при высокой мощности излучения ($\sim 10^7$ Вт/см²) зеркала разрушаются, то резонатор выполняют в виде ступенек (рис. 8.2.6б), что приводит к увеличению общей площади зеркала при той же удельной мощности накачки. Для большого превышения мощности накачки над пороговой длина резонатора может достигать единиц и десятков микрометров, то есть становится сравнимой с длиной волны. В этом случае число типов колебаний резонатора существенно сокращается. Большие перспективы имеет лазер на основе полупроводниковых пленок, нанесенных на прозрачные подложки (рис. 8.2.7). Толщина пленки должна быть не более глубины проникновения электронов в материал. При этом пленка может быть разрезана на ячейки, равные оптимальной ширине резонатора. Использование такой конструкции позволяет создать лазер со сканирующим по поверхности электронным пучком (рис. 8.2.7б).

Улучшение диаграммы направленности излучения достигается использованием внешнего или вынесенного зеркала за счет увеличения длины резонатора.

Для формирования коротких импульсов потока электронов используются три типа электронно-оптических систем: высоковольтные диодные и триодные пушки, электронно-лучевые системы и ускорители разных типов. Первый путь позволяет сформировать электронные пучки с энергиями электронов более 350 кэВ и плотностью тока более 10^2 А/см². С помощью таких систем удается достичь длительностей работы модулятора до 10^{-10} с. Частота следования при этом не превышает 10^5 Гц. Использование оптики электронно-лучевых приборов для формирования коротких импульсов тока позволяет повысить частоты следования импульсов до 1 ГГц. Элект-

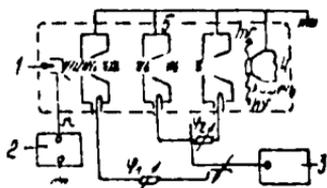


Рис.8.2.8. Блок-схема СВЧ-резонансного ускорителя: 1 - электронно-оптическая система, 2 - источник питания, 3 - СВЧ-генератор, 4 - мишень, 5 - система резонаторов

Тепловой режим работы полупроводника и предельные величины мощности излучения зависят от узла охлаждения и отвода тепла. Проблема отвода тепла от кристалла решается применением различных конструкций охладителей: полупроводниковых термоохладильников, криогенных устройств замкнутого типа и т.п.

Лазеры с электронным возбуждением являются перспективными для использования в системах обработки, хранения и вывода информации с высокой скоростью, исследования сверхбыстрых процессов, генерации сигналов заданной формы, оптической связи и локации.

В настоящее время генерация излучения при электронном возбуждении реализована на широком классе бинарных и тройных полупроводниковых соединений в диапазоне 0,30-15 мкм.

3. Полупроводниковые лазеры с оптическим возбуждением

Оптическое возбуждение генерации так же, как и люминесценция, связано с однофотонным или двухфотонным поглощением внешнего излучения в активной среде. При однофотонном возбуждении энергия квантов внешнего излучения должна быть больше ширины

ронно-оптическая система на ускорителях создается на базе СВЧ-техники.

Малогобаритные ускорители на основе клистронов (рис.8.2.8) и ЛВВ могут использоваться для формирования импульсов тока длительностью 10^{-9} - 10^{-12} с с величиной тока 10^3 А в импульсе, частотами следования импульсов до 10 ГГц. На рис.8.2.8 показано подобное устройство на основе трех-резонаторного клистрона. Тепловой режим работы полупроводника и предельные величины мощности из-

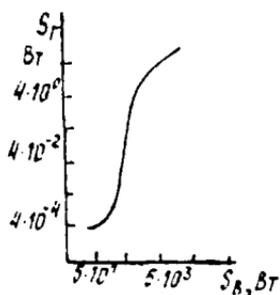


Рис. 8.2.9. Зависимость мощности генерации от мощности оптической накачки для лазеров на $GaAs$ ($\lambda = 0,8261 \text{ мкм}, T = 80 \text{ К}$)

лазерах. По сравнению с интенсивностью излучения в пороге мощность генерации возрастает на четыре-пять порядков, а затем стремится к насыщению (рис. 8.2.9).

В отличие от лазеров на р-п-переходах активная среда лазеров с оптической накачкой пространственно однородна. В качестве активной среды могут использоваться полупроводниковые материалы с различной степенью легирования. В относительно чистых материалах важную роль играют экситоны.

На ряде полупроводниковых материалов зафиксирована генерация на непрямых экситонных переходах. Наряду с возбуждением пучком электронов оптическая накачка позволяет получить стимулированное испускание в тех полупроводниках, для которых еще не разработана технология создания р-п-переходов и гетеропереходов. Независимо от способа возбуждения возможна генерация на различных оптических переходах. Необходимо лишь учитывать, что в отличие от инжекционных лазеров, в которых скорость возбуждения пропорциональна току инжекции, при оптической накачке коэффициент

запрещенной зоны ΔE , а при двухфотонном - более половины ΔE . Для однофотонного возбуждения инверсная заселенность создается в приповерхностном слое, вследствие чего обычно осуществляется поперечный вариант накачки. В этом случае генерируемое излучение распространяется перпендикулярно к направлению распространения возбуждающего света. В качестве источников накачки полупроводников используются инжекционные, твердотельные и газовые лазеры.

Объем активной среды и мощность генерации полупроводниковых лазеров с оптической накачкой может быть на два-три порядка больше, чем в инжекционных

поглощения активной среды является функцией плотности возбуждающего излучения. В случае однофотонного поглощения может наступить насыщение поглощения. В настоящее время генерация излучения лазеров с оптической накачкой получена для различных полупроводниковых материалов систем A^3B^5 , A^2B^6 и A^4B^6 в диапазоне длин волн от 0,3 до 15 мкм.

8.3. Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах

Пороговый ток инжекционного лазера на р-п-переходе быстро возрастает с температурой, и поэтому лазерный режим при комнатной температуре осуществляется в виде коротких импульсов тока, чтобы нагрев перехода был несущественным. Так, для гомоструктур (р-п-переходы на основе $GaAs$) пороговая плотность тока при $T = 300$ К составляет $5 \cdot 10^4$ А/см², что создает серьезные трудности для реализации режима непрерывной генерации. С целью уменьшения пороговой плотности тока были предложены лазеры на гетероструктурах. Гетеропереход образуется полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны и называется изотипным, если он образован полупроводниками одного типа проводимости, и анизотипным, если используются полупроводники с различным типом проводимости. В гетеропереходах полупроводник с более узкой шириной запрещенной зоны обозначают n или p , а более широкозонный полупроводник - N и P в зависимости от типа проводимости материала.

Для создания качественных гетеропереходов необходимо, чтобы постоянные решетки двух применяемых полупроводников различались незначительно.

Приведенные в табл. 8.3.1 значения постоянных решетки различных полупроводников показывают, что для некоторых пар соединений ($AlAs - GaAs$, $AlP - GaP$, $AlSb - GaSb$) отличия в величинах a невелики. Наибольшее применение получила пара материалов $AlAs - GaAs$, на

Таблица 8.3.1

Параметры полупроводниковых соединений A^3B^5

Соединение	Постоянная решетки a , Å	Структура зон	Ширина зоны ΔE , эВ
AsP	5,4510	непрямая	2,450
$AsAs$	5,6605	непрямая	2,163
$AsSb$	5,1355	непрямая	1,580
GaP	5,4510	непрямая	2,261
$GaAs$	5,6530	прямая	1,424
$GaSb$	6,0959	прямая	0,726
InP	5,8680	прямая	1,351
$InAs$	6,0584	прямая	0,360
$InSb$	6,4793	прямая	0,172

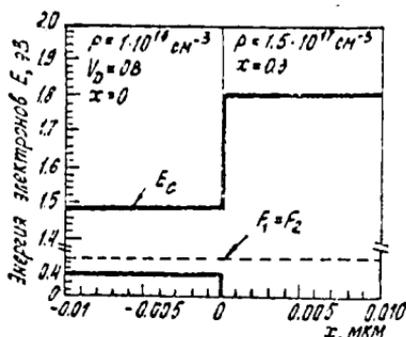


Рис.8.3.1. Энергетическая диаграмма $E(x)$ гетероперехода

основе которой создано тройное соединение $Al_xGa_{1-x}As$ с переменной шириной запрещенной зоны в зависимости от состава x . На практике обычно величина x не превышает 0,3, чтобы данное тройное соединение имело еще прямую структуру зон, которая является более предпочтительной для лазерной генерации излучения.

На рис.8.3.1 показана энергетическая диаграмма $p-p$ -гетероперехода. При прямом смещении инжектированные в p -слой электроны в такой структуре испытывают ограничение в распространении в p -слой. В то же время для $n-p$ -гетероструктур переход препятствует утечке дырок из p -слоя в n -слой. Благодаря гетероструктурам $n-p-p$ удалось создать лазер, в котором область протекания электронов ограничена активной областью лазера (рис.8.3.2). Такие структуры называются односторонними гетероструктурами (ОГС). Более предпочтительными в отношении снижения порогового тока являются двусторонние гетероструктуры (ДГС). Это иллюстрируется на рис.8.3.3, где приведены для сравнения темпе-

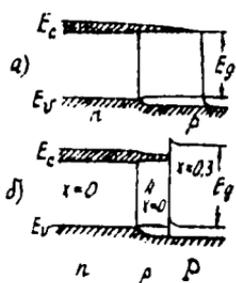


Рис. 8.3.2. Лазерные структуры на p-n-переходе ($GaAs$) и гетеропереходе n-p-p ($GaAs$ - $AlGaAs$)

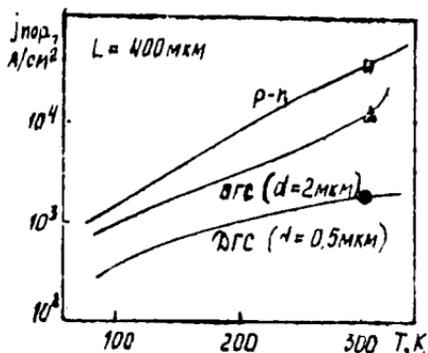


Рис. 8.3.3. Температурные зависимости пороговой плотности тока для различных лазерных структур

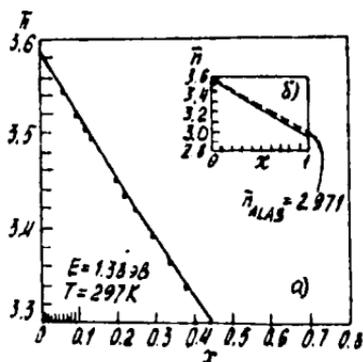


Рис. 8.3.4. Зависимости показателя преломления соединения $Al_xGa_{1-x}As$ от состава x

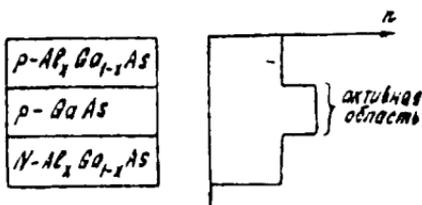


Рис. 8.3.5. Распределение показателя преломления в трехслойной структуре гетеролазера

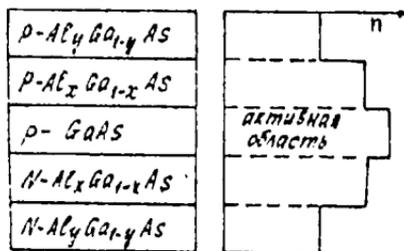


Рис. 8.3.6. Распределение показателя преломления в пятислойной структуре гетеролазера

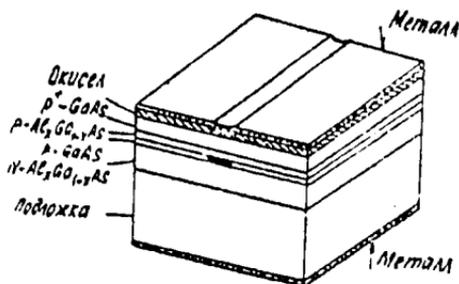


Рис. 8.3.7. Лазер с полосковой геометрией

ратурные зависимости пороговой плотности тока для трех лазерных структур на основе n - p -перехода, ОГС и ДГС. Видно, что двойная гетероструктура при комнатной температуре позволяет снизить значение $J_{пор}$ в 50 раз по сравнению с p - n -переходом и в 5 раз по сравнению с односторонней гетероструктурой. Так как в ДГС-лазерах при комнатной температуре $J_{пор}$ составляет 10^3 А/см² и менее, оказывается возможным реализовать режим непрерывной генерации.

Другим важным свойством твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ является зависимость показателя преломления материала от состава x (рис. 8.3.4). Как следует из рис. 8.3.4, а, б, показатель преломления соединения падает с ростом состава x от 0 до 1. В то же время для применяемых на практике составов $x = 0$ и 0,3 различие в величине n достаточно велико, что позволяет создать в активной области двойной гетероструктуры n - p - p диэлектрический волновод (трехслойная структура на рис. 8.3.5 и пятислойная структура на рис. 8.3.6).

В результате использования волноводных свойств рассмотренных выше гетероструктур удалось снизить плотность порогового

тока до $5 \cdot 10^2$ А/см².

Таким образом, использование гетеропереходов при разработке полупроводниковых лазеров позволяет решить две важные проблемы:

1) локализовать неравновесные носители заряда в активной области перехода,

2) сосредоточить электромагнитное поле излучения в области с малыми оптическими потерями.

Большинство лазеров, выпускаемых промышленностью, имеет полосковую геометрию, в которой ограничение тока создается также в плоскости переходов. Подобная конструкция приведена на рис. 8.3.7.

Ограничения геометрии лазера в боковом направлении приводят к ряду преимуществ рассмотренной конструкции:

1) уменьшение площади сечения S и рабочего тока,

2) генерация осуществляется в одном канале (при ширине полосок 15 мкм) и на основной поперечной моде в направлении плоскости перехода,

3) улучшение деградационных характеристик ввиду удаления области перехода от поверхности.

Для лазеров с шириной полоски 15 мкм и длиной резонатора 250 мкм с одного зеркала обычно реализуют 20–30 мВт световой мощности в непрерывном режиме при типичном значении рабочего тока 0,2 А. Для конструкции с шириной полоски \sim 80 мкм выходная мощность лазера составляет 390 мВт.

Для создания лазерных структур используют подложки из высококачественных бинарных соединений ($GaAs$ или InP). Последующие эпитаксиальные слои из различных соединений и с различными легирующими примесями наносят методами жидкофазной, газофазной или молекулярной эпитаксии. В конструкции "зарожденного" гетеролазера активная область определена слоями из материалов с более широкой запрещенной зоной и с меньшим показателем преломления. Этот лазер характеризуется малым сечением активной области, достигающим 1 мкм², очень низкими пороговыми токами до

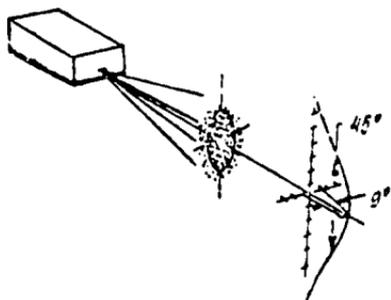


Рис.8.3.8. Распределение интенсивности полупроводникового лазера в дальней зоне

расходимости пучка равны 45° и 9° в направлениях вдоль и перпендикулярно плоскости перехода. При увеличении ширины полоски свыше 12 мкм в направлении вдоль плоскости перехода наблюдается появление мод высокого порядка. При этом возможна генерация в отдельных каналах.

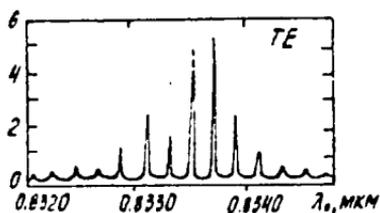


Рис.8.3.9. Спектр излучения полупроводникового лазера

Коэффициент полезного действия полупроводниковых лазеров составляет $\sim 5\%$.

15 мкА и почти симметричным распределением интенсивности в дальнем поле. На рис.8.3.8 представлено схематическое представление дальнего поля излучения полоскового ДГС-лазера на $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$. Для данного случая толщина активной области и ширина полоски достаточно малы, чтобы обеспечить излучение в основной моде в параллельном и перпендикулярном плоскости перехода направлениях. Типичные значения полного угла

На рис.8.3.9 показан спектр излучения в непрерывном режиме полоскового ДГС-лазера на $Al_{0,08}Ga_{0,92}As - Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ при ширине полоски 12 мкм. В этом лазере излучение имеет ТЕ-поляризацию. В некоторых полосковых ДГС-лазерах на $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$, полученных протонной бомбардировкой, наблюдалось одномодовое излучение с мощностью до 3 мВт с одного зеркала.

8.4. Деградация полупроводниковых лазеров и светодиодов

Деградация инжекционных лазеров обусловлена целым рядом причин, действующих только при пропускании тока. В соответствии с экспериментальными фактами обычно делят деградацию лазеров на три категории:

- 1) разрушение зеркал при большой плотности оптического потока,
- 2) образование "дефектов темных линий",
- 3) постоянная деградация.

Катастрофическая деградация вследствие разрушения зеркал наблюдается во всех инжекционных лазерах. Она обычно происходит при работе в импульсном режиме, тогда интенсивность излучения на единицу площади лазерной грани превышает критическое значение 6 МВт/см^2 . Катастрофическая деградация характеризуется сильным разрушением зеркал и образованием крупных кристаллических дефектов около зеркал внутри лазера.

Дефекты темных линий представляют собой сетку дислокаций, которая может образовываться во время работы лазера и внедряться внутрь резонатора. Этот механизм деградации при его проявлении разрастается в короткое время и служит причиной увеличения пороговой плотности тока.

Постоянная деградация (старение) наблюдается как у инжекционных лазеров, так и у светодиодов. Снижение эффективности светоизлучающих приборов обуславливается появлением в излучающей области новых центров безызлучательной рекомбинации и центров оптического поглощения. В качестве механизма явления предполагается размножение дефектов, при котором энергия электронно-дырочных пар идет на образование дефектов. Высокая концентрация электронов и дырок, а также большая интенсивность излучения могут ускорять диффузионные процессы, способствующие переходу дефектов в устойчивое состояние.

В частности, дислокации могут служить источниками или стоками точечных дефектов. Движение дислокаций под действием механи-

ческих напряжений также сопровождается генерацией точечных дефектов.

Таким образом, для повышения срока службы лазеров необходимо исключать из активной области дефекты, а также остаточные напряжения и напряжения, связанные с монтажом.

ЛИТЕРАТУРА

Мосс Т., Барелл Г., Эллис Э. Полупроводниковая электроника. - М.: Мир, 1976. - 432 с.

Панков Х. Оптические процессы в полупроводниках. - М.: Мир, 1973. - 456 с.

Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 208 с.

Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 2. - М.: Мир, 1984. - 456 с.

Кейси Х., Панши М. Лазеры на гетероструктурах. Кн. 2. - М.: Мир, 1981. - 366 с.

Шарма Б.Д., Пурухит Р.А. Полупроводниковые гетеропереходы. - М.: Сов. радио, 1979. - 232 с.

Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. - М.: Наука, 1983. - 296 с.

Ривлин Д.А., Семенов А.Т., Икубович С.Д. Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. - М.: Радио и связь, 1983. - 208 с.

Иванов В.И., Аксенов А.И., Илин А.И. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 184 с.

Королев С.В., Олихов И.М., Петров Д.М. Электронное возбуждение полупроводниковых лазеров. - Электронная промышленность, 1973, № 2, с. 22-33.

Богданович О.В., Дарзек С.А., Елисеев П.Б. Полупроводниковые лазеры. - М.: наука, 1976. - 416 с.

Грибховский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. - Минск: Наука и техника, 1975. - 464 с.

Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. - М.: Высшая школа, 1981. - 432 с.

Берг А., Дин П. Светодиоды. - М.: Мир, 1979. - 686 с.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	3
Глава I. Оптические постоянные вещества	9
I.1. Оптические постоянные, их связь между собой и с диэлектрическими постоянными вещества	9
I.2. Методы экспериментального определения оптических постоянных	17
I.3. Классическая и квантовая теории дисперсии оптических постоянных	22
Литература	26
Глава 2. Поглощение света в полупроводниках. Собственное поглощение	27
2.1. Виды поглощения. Правила отбора, прямые и непрямые, разрешенные и запрещенные оптические переходы	27
2.2. Собственное поглощение в полупроводниках. Форма края поглощения при прямых оптических переходах	33
2.3. Форма края поглощения при непрямых переходах	38
2.4. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника из оптических измерений	42
2.5. Влияние температуры и давления на положение края основного оптического поглощения	43
2.6. Смещение края основного оптического поглощения в сильном магнитном поле. Магнитоосциллирующее поглощение	47
2.7. Влияние сильного электрического поля на собственное поглощение. Эффект Келдыша-Франца	52
Литература	55
Глава 3. Экситонное и примесное поглощение	57
3.1. Энергетический спектр и волновые функции связанных и несвязанных экситонных состояний	57
3.2. Поглощение, обусловленное образованием экситонов, его влияние на величину и форму края собственного поглощения	60
3.3. Изменение энергетического спектра электронов кристалла при введении примеси	63
3.4. Поглощение при возбуждении и ионизации мелких примесных центров	66

3.5. Поглощение, обусловленное взаимодействием света с ионизованными акцепторами (донорами)	70
3.6. Влияние примесей на собственное поглощение. Собственное поглощение в сильно легированных полупроводниках	73
Литература	78
Глава 4. Поглощение света свободными носителями заряда	79
4.1. Неселективное поглощение света свободными носителями заряда	79
4.2. Плазменное отражение света. Определение эффективной массы или концентрации свободных носителей заряда из кривой плазменного резонанса	84
4.3. Определение электрофизических параметров из спектров плазменного резонанса	89
4.4. Селективное поглощение света свободными носителями заряда	92
4.5. Магнитооптика свободных носителей	99
Литература	109
Глава 5. Поглощение света атомами кристаллической решетки	110
5.1. Фононный спектр кристаллов	110
5.2. Однофононное поглощение (однофононный резонанс)	112
5.3. Плазмон - фононный резонанс	119
5.4. Многофононное поглощение света	122
Литература	125
Глава 6. Поглощение ионизирующих излучений	126
6.1. Типы ионизирующих излучений	126
6.2. Взаимодействие ионизирующих излучений с полупроводниками	128
6.3. Источники ионизирующих излучений	138
6.4. Радиационные дефекты в полупроводниках	139
6.5. Радиационная технология полупроводников	145
Литература	149

Глава 7. Излучательные переходы в полупроводниках	150
7.1. Методы возбуждения люминесценции. Мономолекулярная, метастабильная и рекомбинационная люминесценция	150
7.2. Излучательная рекомбинация свободных электронов и дырок	153
7.3. Примесная излучательная рекомбинация	163
7.4. Безизлучательная рекомбинация	168
Литература	182
Глава 8. Светоизлучающие приборы	183
8.1. Светоизлучающие диоды	183
8.2. Физические процессы в полупроводниковых лазерах	197
8.3. Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах	210
8.4. Деградация полупроводниковых лазеров и светодиодов	216
Литература	217

Александр Васильевич Войничевский
Алексей Сергеевич Петров
Галина Ивановна Потахова

ОПТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ
Учебное пособие

Редактор В.Г. Лихачева

ИБ 1871

Подписано к печати 20.01.87.
КЗ 06042. Формат 60 x 84 I/16 Бумага типографская № 3
П. л. 14,0 ; уч.-изд. л. 10 ; усл. п. л. 13,02
Заказ 229 Тираж 600 Цена 40 к.

Издательство ТГУ, 634029, г. Томск, ул. Никитина, 4
Ротапринт ТГУ, 634029, г. Томск, ул. Никитина, 4



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТОМСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА