АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Конспект лекций весенней школы по электролюминесценции

(Тарту, 3—6 июня 1968)

Тарту 1968

155203 IV

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Конспект лекций весенней школы по электролюминесценции

(Тарту, 3—6 июня 1968)

Тарту 1968

Tartu Riikliku Ülikooli
Raamatukogu
317671

ИНЖЕКЦИОННАЯ
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Конспект лекций весенней школы по электролюминесценции

(Тарту, 3–6 июня 1968)

Тартуский государственный университет
ЭССР, г.Тарту, ул. Юликоли, 18

Ответственный редактор Э. Талвисте

Корректор Ю.Сарв

Ротапринт ТГУ 1968. Сдано в печать 20/ У 1968 г.
Печ. листов 14,25 (условных 12,84). Учетн.-издат. листов 5,9. Тираж 1000 экз. Бумага 30х42/4.
МВ 04507. Заказ № 305

Цена 40 коп.

НЕКОТОРЫЕ НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

М.В.Фок

Следует остановиться на тех нерешенных вопросах, относящихся как к инжекционной, так и к предпробойной электролюминесценции, на которые, по нашему мнению, следовало обратить особое внимание во время предстоящих дискуссий, а также, может быть, при дальнейших исследованиях электролюминесценции.

Предпробойная электролюминесценция до сих пор исследовалась главным образом на порошкообразных электролюминофорах. Связано это главным образом с тем, что их легче изготовить и что они имеют большое практическое применение. Эти исследования позволили выяснить основные черты этого явления, но в дальнейшем они встретились со значительными трудностями при количественном сопоставлении теории с опытом. Дело в том, что электролюминесцентный слой представ-

ляет собой гетерогенную систему и мы не знаем точно ни напряженности электрического поля, ни разности потенциалов, приложенных к каждому кристаллику электролюминофора. В лучшем случае мы можем оценить величины, усредненные по всем кристалликам.

В связи с этим возникает вопрос, какие особенности механизма электролюминесценции еще можно плодотворно изучать на порошкообразных объектах. Предотавляется, что существует только один такой вопрос - изучение влияния поверхностных уровней и искривления зон вблизи поверхности, вызванного, в частности, адсорбцией различных молекул. В этом отношении порошкообразные электролюминофоры гораздо более благоприятны, так как они имеют во много раз большую поверхность, чем большие монокристаллы.

Возможно, что существуют еще какие-нибудь частные вопросы, касающиеся механизма предпробойной электролюминесценции, которые легче решить при исследовании порошкообразных электролюминофоров, но нам кажется, для исследования механизма предпробойной электролюминесценции разумнее со-

средоточить сейчас усилия на создании p-n переходов и поверхностных барьеров в монокристаллах макроскопических размеров и на исследовании их предпробойной электролюминесценции при включении в запорном направлении. Изучив на них разновидности механизма предпробойной электролюминесценции, можно затем вернуться к порошкообразным электролюминофорам с тем, чтобы выяснить, какая из уже известных разновидностей осуществляется в данном случае.

В теории инжекционной, а также предпробойной электролюминесценции имеется один вопрос, который, на наш взгляд, приобрел сейчас первостепенное значение. Это вопрос о роли зарядов, сосредоточенных на глубоких примесях. Они могут проявляться несколькими способами.

1/ В условиях, когда внешнего поля нет и идет рекомбинация, аналогично тому, как это происходит при фотовозбуждении, степень заполнения глубоких уровней может сильно изменяться в зависимости от уровня инжекции. Это сказывается на соотношении концентрации свободных электронов и дырок и на скоростях рекомбинации на центрах разных сортов.

Эти явления хорошо исследованы при фотовозбуждении, но их особенности при электролюминесценции изучены еще совершенно недостаточно.

2/ Пространственный заряд в поверхностных барьерных слоях или в p-n переходах в широкозонных полупроводниках сосредоточен обычно на глубоких уровнях. Это приводит к тому, что релаксация его в ряде случаев резко замедляется. Приходится вводить понятие двух констант экранирования - "быстрой", обусловленной свободными носителями заряда, и "медленной", обусловленной локализованными зарядами. Так как в люминофорах концентрация свободных зарядов бывает обычно на несколько порядков меньше концентрации локализованных, то эти константы экранирования также могут различаться на несколько порядков. При теоретических расчетах это обстоятельство в явном виде не учитывается.

3/ Освобождение зарядов из глубоких уровней может происходить как при помощи тепла, так и под воздействием поля. Величина же этого поля сама зависит от плотности пространственного заряда. Поэтому задача о распределении простран-

ственного заряда в электролюминофорах оказывается нелинейной даже в стационарном случае. Отсюда следует, что используемое обычно предположение о существовании барьера Мотта-Шоттки является грубым приближением.

4/ Особенности пространственного заряда, сосредоточенного на глубоких уровнях, отмеченные в пунктах 2/ и 3/, наиболее сильно проявляются в релаксационных характеристиках. Расчет этих характеристик представляет собой трудную задачу, решение которой, однако, необходимо для дальнейшего прогресса в области понимания электролюминесценции широкозонных полупроводников.

В заключение следует указать еще на один вопрос, который, хотя стоит несколько особняком, но представляется весьма важным: вопрос о природе тех светящихся штрихов, которые наблюдаются в электролюминесцирующих кристаллах сульфида цинка. Это очень интересные образования. Плотность процессов ионизации и рекомбинации в них очень велика, и тем не менее они не разрушаются в течение длительного времени. Возможно, что решение задачи о распределении элек-

трического поля в кристалле с глубокими ловушками, о которой говорилось выше, поможет выяснить и этот вопрос. Если бы удалось вырастить такой криоталл, у которого большая часть объема занята светящимися штрихами, то мы имели бы чрезвычайно яркий источник света.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В p-n ПЕРЕХОДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Э.Юнович

Введение

Электролюминесценция, по определению, есть излучение света веществом при пропускании через него электрического тока.

Если это вещество - полупроводник, в котором имеется p-n переход, то излучение света возникает вследствие рекомбинации возбужденных током электронно-дырочных пар. Излучательная рекомбинация в полупроводнике может происходить также вследствие возбуждения светом /фотолюминесценция/, электронным пучком /катодолюминесценция/ или ионизацией при пробое. Особенности электролюминесценции - излучательной рекомбинации - в p-n переходах определяются

1/ законами излучательной рекомбинации в полупроводниках, определяемыми как их собственной структурой, так и примесным составом; можно различать вопросы, связанные с

элементарными актами рекомбинации, и вопросы статистики рекомбинации;

2/ законами протекания тока через принципиально неоднородный полупроводник, поскольку p-n переход есть намеренно созданная неоднородность в полупроводнике, вблизи которой, благодаря изменению примесного состава, изменяется тип проводимости. Заметим, что полный ток определяется как излучательной, так и безизлучательной рекомбинацией. Поэтому, вообще говоря, для полного понимания процессов необходимо знать и законы безизлучательной рекомбинации.

В этом обзоре будут рассмотрены различные механизмы /элементарные акты/ излучательной рекомбинации в полупроводниках, особенности рекомбинации в p-n переходах в приложении к излучательной рекомбинации, зависимости интенсивности и спектров излучения от тока и напряжения. В конце мы остановимся на некоторых особенностях полупроводниковых лазеров с p-n переходами.

Прежде чем перейти к систематическому изложению вопроса, следует остановиться на принципиальной постановке экс-

периментов по исследованию излучательной рекомбинации в p-n переходах.

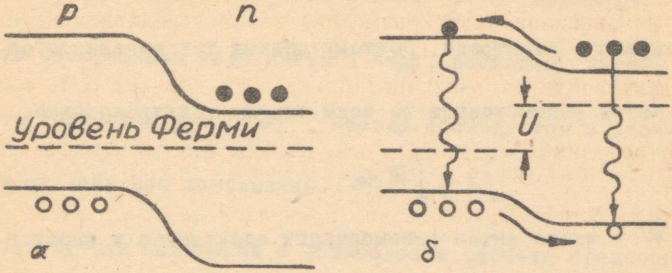


Рис. 1. Энергетическая диаграмма p-n перехода: а - без смещения; б - с положительным смещением U на p-n переходе.

Рассмотрим рис.1а. Для того, чтобы наблюдать излучательную рекомбинацию, мы должны иметь p-n переход с омическими контактами и к p- и к n-области, то есть диод; пропустить через диод ток J /с плотностью j / и наблюдать выходящее из полупроводника излучение $I(h\nu)$. Мы будем рассматривать только прямые напряжения и исключаем пробойную люминесценцию. В энергетической диаграмме диода /рис.1б/ можно отметить следующие особенности. На диоде в целом падает внешнее напряжение V. Часть напряжения U падает на барьере в p-n переходе, часть - на толще полу-

проводника, часть на "омических" контактах.

Слева из металлического контакта в систему входят дырки, справа - электроны. Поэтому полный ток складывается из всех актов рекомбинации во всем объеме полупроводника.

$$j = q \int W dx, \qquad /1/$$

где W - число актов рекомбинации электронов и дырок в единицу времени в единице объема. В n-области идет рекомбинация инжектированных туда неосновных носителей - дырок; в p-области - электронов. Часть рекомбинации идет в области пространственного заряда, куда инжектируются с обеих сторон соответственно электроны и дырки. Можно считать, что в опыте с достаточной точностью можно пренебречь электронами и дырками, прошедшими от контакта до контакта и рекомбинирующими на границе с металлом.

Таким образом, система неоднородна не только вследствие неоднородности исходных концентраций носителей, но и вследствие различной степени нарушения равновесия в каждой точке образца.

Следовательно, ни плотность тока j, ни внешнее на-

пряжение V не могут служить однозначными характеристиками степени нарушения равновесия вблизи p-n перехода.

Эти соображения надо иметь в виду, поскольку интенсивность излучения $I(h\nu)$ всегда исследуется в зависимости от тока или напряжения.

Поэтому для понимания и возможности расчета процессов излучательной рекомбинации в p-n переходе необходимо начать с рекомбинации электронов и дырок в однородном материале. Затем рассмотреть зависимость ее от степени легирования полупроводника различными примесями и от уровня возбуждения. Последний, с физической точки зрения, можно характеризовать либо концентрацией неравновесных носителей δn, δp, либо числом генерируемых пар g в единице объема в единицу времени.

Следующим этапом задачи будет рассмотрение связи между избыточными концентрациями и факторами, определяющими нарушение равновесия в диоде, то есть током j и напряжениями V и U.

В настоящее время имеется уже несколько сотен работ

по излучательной рекомбинации в p-n переходах в полупроводниках, как экспериментальных, так и теоретических. Их полная систематизация не входит в задачи настоящей работы. Здесь будет сделана попытка систематизировать основные представления, полученные на основании этих работ. Укажем на обзоры, содержащие многочисленные ссылки на литературу [1-7].

§ 1. Модели излучательных электронных переходов в полупроводниках

Пусть в однородном полупроводнике нарушено равновесие и имеются избыточный электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне. Система возбуждена, и для восстановления равновесия электрон и дырка должны рекомбинировать. При этом должна выделиться энергия, равная разности энергий электрона на верхнем /в зоне проводимости/ и нижнем /в валентной зоне/ уровнях.

Часть энергии может пойти на создание кванта света $h\nu$. Рассмотрим различные пути выделения этой энергии.

1. Междузонные переходы. Следует различать полупроводни-

ки, у которых абсолютный минимум /дно/ зоны проводимости и абсолютный максимум /потолок/ валентной зоны расположены при одном значении волнового вектора $\vec{K}$.

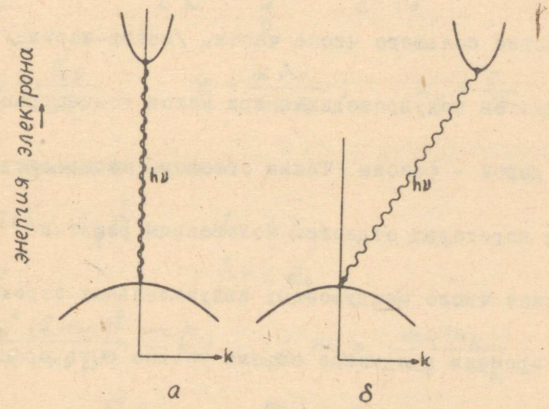


Рис. 2. Прямые и непрямые междузонные переходы.

На рис. 2. проиллюстрированы "прямые" и "непрямые" междузонные переходы, то есть переходы, происходящие без изменения квази-импульса электрона и с изменением его. Предполагается, что импульс излучаемого фотона пренебрежимо мал. В случае непрямых переходов для выполнения законов сохранения часть импульса должна быть передана какому-либо телу /кроме электрона, дырки и фотона/. При этом ему передается

часть энергии.

Естественно, что вероятность междузонной излучательной рекомбинации в случае непрямых переходов намного меньше, чем в случае прямых, поскольку для рекомбинации необходимо участие большего числа частиц /квази-частиц/. Эти частицы в чистом полупроводнике при малой концентрации электронов и дырок - фононы. Таким образом, часть энергии при непрямых переходах отдается колебаниям решетки.

Полное число междузонных излучательных переходов в единицу времени в единице объема должно быть пропорционально концентрациям электронов n и дырок p при стационарном нарушении равновесия:

$$W = Bnp. \qquad /2/$$

Постоянную B можно вычислить из принципа детального равновесия, зная коэффициент оптического поглощения α Эта постоянная зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника, эффективных масс электронов и дырок, показателя преломления полупроводника $\bar{n}$, характера вырождения зоны проводимости и валентной зоны и энергии испускаемых фононов

в случае непрямых переходов. Для невырожденного случая в подробном обзоре Варшни [1] приведены данные расчета для ряда элементарных полупроводников и соединений типа $A^{III} B^{V}$

$$B = \frac{R}{n_i^2}; \quad R = \frac{32\pi^2 \kappa^4 T^4}{c^3 h^2} \int_0^\infty \frac{\varkappa(u) \cdot n^3(u) \cdot u^3 du}{e^u - 1}; \qquad /3/$$

$$u = \frac{h\nu}{\kappa T}; \qquad \varkappa = \frac{\alpha \lambda_0}{4\pi \bar{n}}; \qquad \lambda_0 = \frac{c}{\nu}.$$

Для прямых переходов:

$$\alpha_d = b(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}; \qquad h\nu > E_g.$$

$$\alpha_d = 0; \qquad h\nu \leq E_g. \qquad /4/$$

$$b = \frac{q^2 (2m_r)^{\frac{3}{2}}}{\bar{n} c m h^2} \sum f_{if}; \qquad m_r = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p};$$

$$\sum f_{if} = 1 + \frac{m}{m_e} + \frac{m}{m_p}$$

Для непрямых переходов:

$$\alpha = \frac{A_1}{h\nu} \left[\frac{(h\nu - E_g + \kappa\theta)^2}{e^{\theta/T} - 1} + \frac{(h\nu - E_g - \kappa\theta)^2}{1 - e^{-\theta/T}} \right]; \quad h\nu > E_g + \kappa\theta;$$

$$\alpha = \frac{A_1}{h\nu} \frac{(h\nu - E_g + \kappa\theta)^2}{e^{\theta/T} - 1}; \quad E_g - \kappa\theta \leq h\nu \leq E_g + \kappa\theta; \qquad /5/$$

$$\alpha = 0; \qquad h\nu \leq E_g - \kappa\theta.$$

Приведем приближенные характерные значения B [1] для нескольких полупроводников при комнатной температуре с непрямыми / Ge, Si, GaP /и прямыми / $GaAs$, InP, $GaSb$ /междузонными переходами /см.таблицу 1/.

Таблица 1.

Вещество	B , $см^3 сек^{-1}$	E_g , эв
Ge	$5,5 \cdot 10^{-14}$	0,665
Si	$1,8 \cdot 10^{-15}$	1,086
GaP	$5,4 \cdot 10^{-14}$	2,205
GaAs	$7 \cdot 10^{-10}$	1,435
InP	$1,3 \cdot 10^{-9}$	1,351
GaSb	$2,4 \cdot 10^{-10}$	0,72

Видно, что в случае прямых переходов вероятность излучательной рекомбинации на 4-5 порядков выше.

В зоне проводимости данного полупроводника имеются подзоны как с прямыми, так и с непрямыми переходами. Поэтому различие этих переходов можно наблюдать в одном полупроводнике, если подзоны расположены на небольшом энергетическом расстоянии.

Экспериментальное наблюдение чисто междузонной излучательной рекомбинации обнаруживается либо в полупроводнике с малой концентрацией примесей, либо при сильном нарушении равновесия, когда концентрация электронов и дырок

существенно больше концентрации примесей.

Если же увеличивать равновесную концентрацию электронов путем введения примесей, то примесные переходы могут конкурировать с междузонными. Примеси будут искажать собственный спектр. То, что обычно называют "краевым излучением", в действительности не соответствует переходам на краю собственного поглощения. Правда, примесные уровни могут перекрываться с основной зоной, так что будет наблюдаться междузонное излучение, но зоны эти будут отличаться от собственных зон чистого полупроводника.

Для создания p-n перехода в полупроводниках необходимо иметь примеси /акцепторные в p - и донорные в n - области/. Поэтому в p-n переходах удается наблюдать чисто междузонную рекомбинацию в случае сильного тока неосновных носителей из слабо легированной области в чистый, нелегированный материал. Примером этому служат работы Рогачева [8] на германии и работы Лейте и др. [9] на арсениде галлия. Доказательством того, что в опытах наблюдалось междузонное излучение, являлись два фактора. Во-первых, энергия

излучения соответствовала край собственной полосы поглощения, исследованного в чистом материале. Во-вторых, форма спектра излучения совпала с теорией для междузонных переходов.

Последняя подтверждается на опыте, когда коэффициент поглощения зависит от $(h\nu - E_g)$ по степенному закону /4/ или /5/ соответственно для прямых и непрямых переходов.

Между тем, для многих полупроводников коэффициент поглощения не падает до нуля на границе, соответствующей ширине запрещенной зоны, а изменяется по экспоненциальному закону:

$$\alpha = S e^{\sigma \frac{h\nu}{kT}}, \qquad /6а/$$

где S и σ - постоянные, или

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{1 + e^{\sigma(E^* - h\nu)}}, \qquad /6б/$$

где величина σ постоянная.

В таком случае величина ширины запрещенной зоны E^* определена недостаточно строго.

Теоретические соображения о правиле Урбаха /6/ в на-

стоящее время активно обсуждаются, но единой точки зрения пока нет. Ясно, что на вид края спектра должны влиять как примеси, так и взаимодействие с фононами. По-видимому, говорить точно о междузонных переходах для наблюдаемых полос излучательной рекомбинации в данном полупроводнике можно с уверенностью, только если в нем с достаточной точностью известна энергетическая структура краев запрещенной зоны в отсутствие примесей и дефектов.

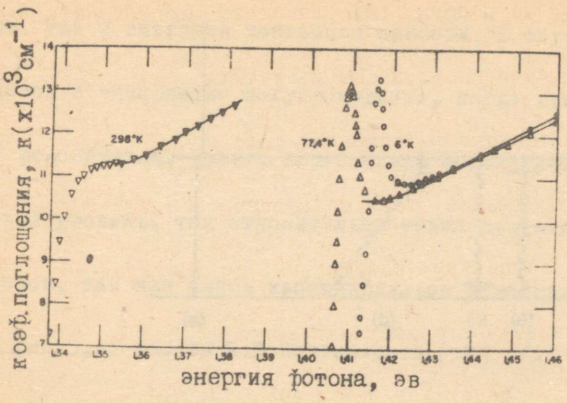
При более строгом исследовании междузонных излучательных переходов следует учитывать электростатическое взаимодействие электрона и дырки. В результате взаимодействия возникает новое состояние - экситон, который может свободно передвигаться по полупроводнику. Форма спектральной линии междузонного излучения зависит при этом не только от ширины запрещенной зоны, но и от энергии связи экситона /см.ссылки в [1]/

$$E_{экс.} = \frac{2\pi^2 q^4}{h^2}\,\frac{1}{\varepsilon^2}\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_h}\right)^2; \qquad /7/$$

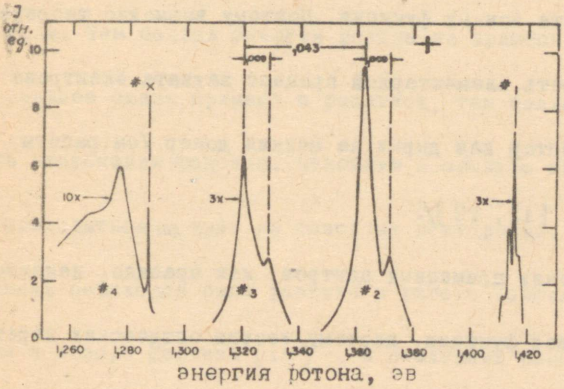
$$x = \pi\left[E_{экс.}/(h\nu - E_g)\right]^{\frac{1}{2}}; \qquad \alpha = \alpha(E_g)\,\frac{e^x}{\mathrm{sh}\,x}.$$

На рис.3 из работы [10] показана экспериментально наблюдаемая линия экситонного излучения InP в сравнении с линией экситонного поглощения. Если концентрация экситонов достаточно велика, так что кулоновское взаимодействие экранируется подвижными носителями, то электрон и дырка не могут быть связаны в свободный экситон. Поэтому экситонный механизм не действует при больших концентрациях. Более подробно об экситонном излучении будет рассказано в обзоре А.А.Рогачева.

2. Излучательные переходы зона-примесь. Рассмотрим зонную диаграмму полупроводника, приведенную на рис.4.На ней показаны возможные излучательные переходы с участием примесей. Это переходы зона проводимости - примесь, примесь - валентная зона, примесь - примесь. Заметим, что примесные состояния можно разделить, в зависимости от энергии ионизации примесей, на мелкие и глубокие. Это условное деление имеет следующий смысл - волновые функции электронов на мелких примесных состояниях можно представить в виде



а



б

Рис.3. Экситонные переходы в фосфиде индия; а-поглощение; б-излучение, в спектрах излучения наблюдаются также полосы, соответствующие примесному излучению.

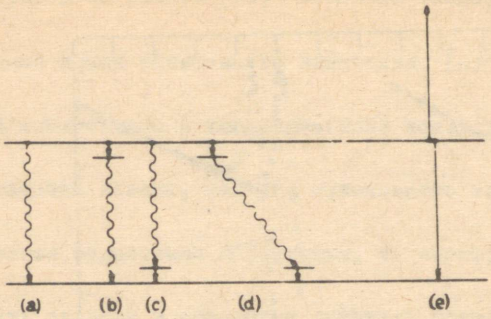


Рис. 4. Энергетическая диаграмма примесных переходов.

волнового пакета зонных функций. Поэтому возможно теоретически рассмотреть элементарный процесс захвата электрона на мелкий акцептор или дырки на мелкий донор /см.работы Иглса и Думке [11, 12]/.

Для глубоких примесных центров, как правило, неизвестен вид волновой функции, поэтому теория оптических переходов развита в полуфеноменологических рамках.

Как правило, примесные переходы сопровождаются участием фононов, причем в излучении преобладает испускание фононов. В спектрах излучения наблюдаются фононные повто-

рения. Они определяются как зонной структурой полупроводника, так и энергией ионизации примеси. В случае мелкой примеси в "непрямом" полупроводнике, когда при излучательной рекомбинации должен испускаться фонон, чем глубже примесный уровень, тем относительно менее вероятно испускание фононов, так как часть квази-импульса отдается примеси /см.рис.5,из работы Я.Е.Покровского [13] /.

Для глубоких примесных центров правила отбора, установленные для междузонных переходов, не играют существенной роли. Чем больше энергия ионизации примеси, то есть, чем сильнее связь примеси с решеткой, тем больше вероятность испускания фононов. Максимум в спектре излучения может приходиться на одно из фононных повторений. Теория многофонных переходов была развита в работе Хопфилда [14] ,а также в обзоре Перлина [15] , в последних работах В.Л.Бонч-Бруевича и др., И.П.Ипатовой и др. [16,17] . Экспериментальные данные, иллюстрирующие испускание фононов в излучательной рекомбинации для GaAs приведены в работе Вильямса [18] /см.рис.6/.

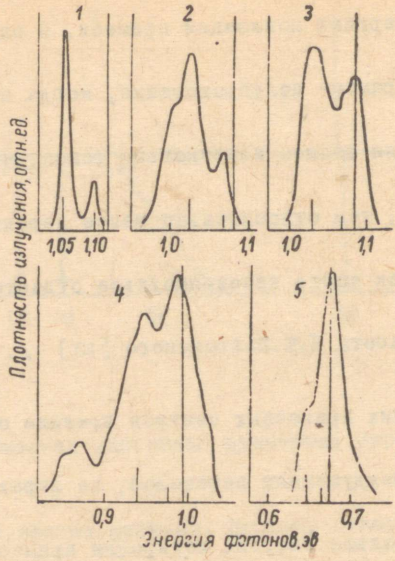


Рис.5. Спектры излучения для примесных переходов в кремнии с испусканием фононов; 1/акцептор-бор; 2/акцептор-галлий; 3/донор-висмут; 4/акцептор-индий; 5/германии с примесью цинка.

Однако, тип и число испускаемых фононов могут сильно зависеть от вида примеси, например, Bi в GaP /см.рис. 7/, N в GaP . И тут необходимо понять причины испускания тех или иных фононов для разных примесей в разных

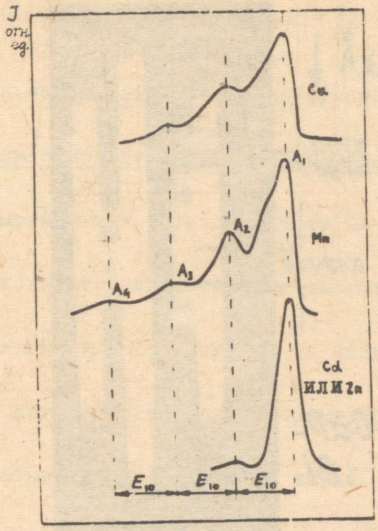


Рис.6. Спектры излучения для примесных переходов с испусканием фононов в арсениде галлия; Cu - E_t =0,170 эв; Mn - 0,114 эв; Zn - 0,034 эв.

кристаллах. Кроме решеточных фононов, могут испускаться и локальные фононы, соответствующие колебаниям вблизи примесных атомов. Идентифицировать эти колебания можно методами, близкими к методам молекулярной спектроскопии. Экспериментально локальные фононы можно отличить в спектрах при низ-

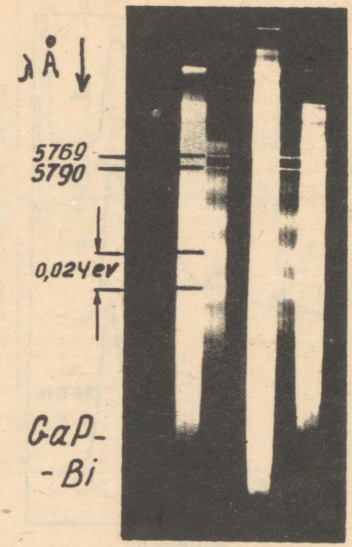


Рис.7. Спектры излучения фосфида галлия с примесью висмута, в котором наблюдается до 11 фононных повторений.

ких температурах по изотопному сдвигу линий, если они достаточно узкие /например, N в GaP [19] /.

Таким образом, если вводить коэффициенты захвата α_n, α_p, определяющие рекомбинацию на примесях, то они имеют смысл величины усредненной по энергетическому спектру не только носителей в зоне, но и по энергетическим состояниям

примеси /основным и возбужденным вместе с фононами/:

$$W_{nt} = \alpha_n n N_t (1 - f_t); \qquad W_{pt} = \alpha_p p N_t f_t , \qquad /8/$$

где f_t - функции заполнения примесных состояний.

3. Межпримесные излучательные переходы. Возбужденные электроны и дырки могут быть захвачены на разные примесные центры. Если концентрация последних достаточно велика, то есть малы межпримесные расстояния, то излучательная рекомбинация может идти за счет межпримесных электронов. Если электрон захватывается на донор, а дырка - на акцептор, то энергия излучаемого кванта зависит, вследствие кулоновского взаимодействия, от межпримесного расстояния r :

$$h\nu = E_g - (E_D + E_A) + \frac{q^2}{\varepsilon r} . \qquad /9/$$

При низких температурах в спектрах излучения можно обнаружить тонкие линии в спектре, соответствующие дискретным значениям r в кристаллической решетке /см.рис.8/. При больших r увеличивается число взаимодействующих примесей, но уменьшается/экспоненциально с r /вероятность оптического перехода. Это все и обусловливает форму широкой полосы

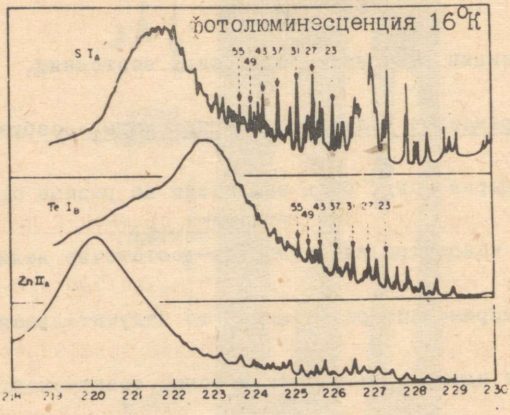


Рис.8. Спектры излучения мелких донорно-акцепторных пар в фосфиде галлия.

излучения [20] . Межпримесное излучение особенно важно в p-n переходах, поскольку там всегда есть достаточно большое число и доноров и акцепторов.

Интересен механизм излучения, связанный с образованием комплекса донор-акцептор, расположенных в ближайших узлах решетки, например Cd-O в GaP /Морган [21] /. Для межпримесных переходов также возможно участие фононов в из-

лучении. При переходах в комплексах должны существенно сказываться локальные фононы. Заметим, что максимальный внешний квантовый выход электролюминесценции в p-n переходах достигнут именно в случае межпримесных переходов / GaP, см. [23], $GaAs$ [23], $CdTe$ [24] /.

4. Некоторые вопросы статистики примесной излучательной рекомбинации. Если мы отвлечемся от механизма элементарных актов рекомбинации и введем усредненные коэффициенты захвата электронов и дырок α_n и α_p, то поток рекомбинации при стационарном возбуждении можно рассчитывать стандартными статистическими методами, исходя из принципа детального равновесия и учитывая как захват, так и выброс носителей с центров.

Для невырожденного полупроводника в стационарном случае

$$W = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{no}(p + p_1) + \tau_{po}(n + n_1)}, \qquad /10/$$

$$\tau_{no} = 1/\alpha_n N_t \ , \quad \tau_{po} = 1/\alpha_p N_t \ ,$$

где N_t - концентрации ловушек, а n_1, p_1 - концентрации носителей в зонах при условии, что уровень Ферми про-

ходит через уровень ловушки:

$$n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \quad ; \quad p_1 = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} \quad ; \qquad /11/$$

N_c , N_v – эффективные плотности состояний в зонах. Различные частные и более сложные случаи статистики рекомбинации изложены, например, в книгах Блекмора [25] и Рывкина [26] . Мы заметим только, что в важном для нас случае межпримесной донорно-акцепторной рекомбинации статистика электронов зависит от сечений захвата носителей каждым центром и порядка элементарных актов / то есть, что захватывается на пару примесных атомов первым – электрон или дырка/. Рисунок 9 из работ Милли и Акермана [27] иллюстрирует эту ситуацию.

В зависимости от концентрации носителей и параметров в формуле /1о/ поток рекомбинации может быть пропорционален либо p , либо n , либо их произведению, что существенно сказывается в зависимости тока и интенсивности излучения от напряжения в p-n переходах.

Температурная и концентрационная зависимость потока

рекомбинации позволяет определять из опыта значения энергий активации центров рекомбинации /просто, если в статистике существенно только n или p / и их сечения захвата.

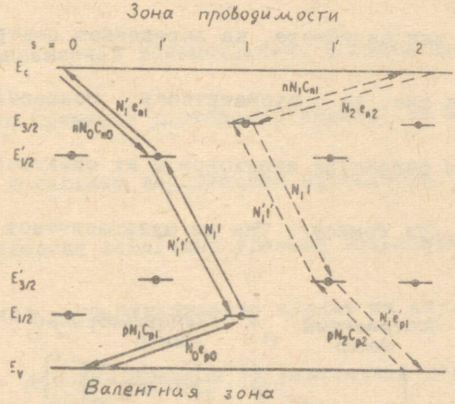


Рис. 9. Схема возможных электронных переходов для межпримесной рекомбинации, учитывающая изменение зарядового состояния пары примесей при захвате носителей.

5. Излучательная рекомбинация возбужденного примесного состояния или рекомбинация связанного экситона.

Если пара электрон-дырка перед рекомбинацией связывается на примесном центре и последующий излучательный переход

происходит уже как переход центра из возбужденного состояния в равновесное, то этот механизм называется рекомбинацией связанных экситонов. Он важен, поскольку из вида спектра при расщеплении линий в магнитном поле или под давлением можно расшифровать, на каком центре идет рекомбинация - на доноре или акцепторе, на заряженном центре или нейтральном. На рис. 1о схематически показаны возможные конфигурации связанных экситонов и их спектроскопические обозначения /по Томасу/. Так из мультиплетной структуры

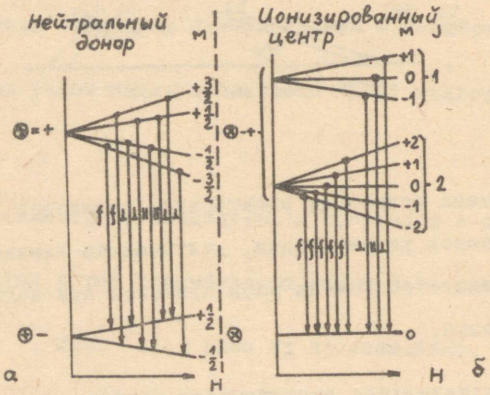


Рис.1о. Расщепление структуры спектров связанных экситонов /возбужденных примесных состояний/ в магнитном поле.

линий в спектрах излучения GaP и CdS были определены типы центров рекомбинации [28].

6. Оптические переходы в сильно легированном полупроводнике. Мы уже ввели в рассмотрение взаимодействие примесей для межпримесной рекомбинации. В любом случае, если концентрация примесей достаточно велика, их взаимодействие приводит к локальным флуктуациям потенциала. Вследствие изменений энергии локальных уровней появляется зона примесных состояний, что существенно влияет на ширину спектральной полосы. Для междузонной излучательной рекомбинации в невырожденном полупроводнике ширина полосы должна быть порядка $2\kappa T$ [29]. Для перехода на локальный примесный уровень ширина полосы должна быть уже, $1{,}2\ \kappa T$. При образовании зоны примесных состояний полоса уширяется. Расчеты для гауссова распределения дают [30,31] уширение порядка

$$\Delta(h\nu) \simeq \frac{q^2}{\varepsilon}\left(\frac{4\pi N}{L'}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad /12/$$

где N - концентрация примеси, L' - обратная длина экранирования, что качественно подтверждается, например, в опытах Н.А.Пенина и Т.И.Галкиной [32] для примесной излуча-

тельной рекомбинации в $InAs$ и Ge. Образование зоны примесных состояний начинается при концентрациях порядка 10^{16} $см^{-3}$.

При дальнейшем увеличении концентрации создаются уже примесные зоны, в которых носители могут двигаться от примеси к примеси. Флуктуации потенциала от точки к точке вызывают также размазывание краев зоны проводимости и валентной зоны, запрещенная зона эффективно сужается. Теоретически это рассмотрено в работах Келдыша, Кейна, Бонч-Бруевича [33,34,35].

При достаточно больших концентрациях примеси примесная зона сливается с основной зоной, образуется "хвост" плотности состояний. Это было показано, например, в работе Б.М. Вула, Л.В.Келдыша и др./см.[17]/и проиллюстрировано рис.11.

Такое изменение энергетического спектра существенно влияет на вид спектра излучения, полоса уширяется, на ней появляется длинноволновый "хвост".

Примеси взаимодействуют и друг с другом, и с решеткой, то есть с фононами, и результирующая полоса в спектре ока-

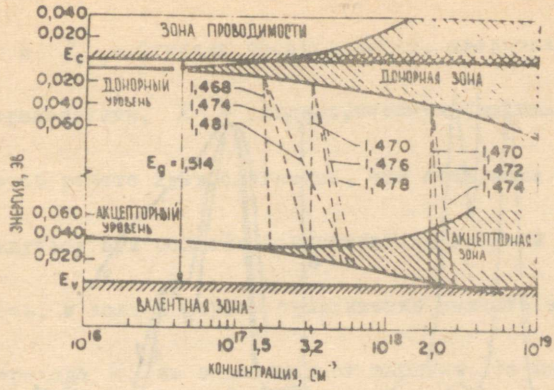


Рис.11. Образование примесных зон при увеличении концентрации примесей в арсениде галлия.

зывается сильно асимметричной. Пример этого - излучательная рекомбинация в InP с увеличением концентрации, изученная в работе А.Б.Ормонта и др. [37] /см.рис.12/.

Теоретическое рассмотрение излучательной рекомбинации в сильно легированном полупроводнике оказывается вследствие указанных явлений довольно сложным. Строгий анализ [38] показывает, что невозможно пользоваться законом дисперсии для спектра $E(\vec{\kappa})$, недостаточным будет и использование

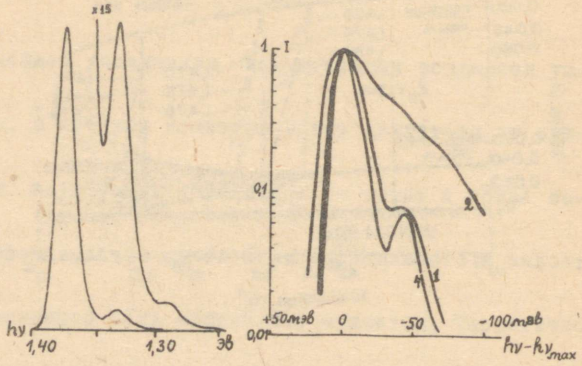


Рис.12. Фононные повторения в спектрах излучения диодов из фосфида индия и расширение примесной полосы излучения при увеличении концентрации примесей от 3.10^{16} до 2.10^{18} $см^{-3}$.

только плотности состояний $\varrho(E)$, поскольку вероятность оптического перехода существенно зависит от E. Однако упрощенный полуфеноменологический подход, сделанный в работе Лэшера и Штерна [39] и других [40,41], позволяет качественно понять многие особенности спектров излучения.

Лэшер и Штерн дают следующую формулу спектральной интенсивности излучения:

$$\tau_{спонт.}(h\nu) = C \int_0^{h\nu - E_g} E'^{1/2} (h\nu - E_g - E')^{1/2} f_c (1 - f_v)\, dE',$$

$$C = \frac{128}{3\pi^3\hbar^2 m e^4 c^3} \cdot \frac{m_c^{\frac{1}{2}} m_v^{\frac{3}{2}} m}{m^{*3}} \cdot \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3}\Delta} \cdot \bar{n} h\nu E_g \varepsilon^3, \qquad /13/$$

где f_c и f_v - функции распределения, предполагаемые квази-фермиевскими, ε - диэлектрическая проницаемость.

В этой работе предполагается, что правилами отбора по квази-импульсу при больших концентрациях примеси можно пренебречь, и если в первом приближении считать вероятность перехода P не зависящей от энергии, то из спектров излучения можно сделать качественные выводы о виде энергетического спектра. За счет "хвостов" плотности состояний максимум в спектре излучения должен смещаться в длинноволновую сторону.

Важная особенность излучательной рекомбинации в сильно легированном полупроводнике - это вырождение в одной из зон: в зоне проводимости и валентной. Вследствие вырождения максимум заполненных состояний, например в зоне проводимости, находится выше края зоны. Поэтому энергия в максимуме спектра излучения за счет этого эффекта /обратного

эффекту Бурштейна в поглощении/ должна смещаться в коротковолновую сторону.

7. Влияние давления и магнитного поля на спектры излучения. В силу того, что ширина запрещенной зоны изменяется под влиянием давления, изменяется положение полосы излучения при гидростатическом сжатии. На рис. 13 из работы Бесона [42] приведена диаграмма, показывающая, в каких пределах можно изменять спектральные полосы для междузонных переходов в различных полупроводниках. Это оказалось важным

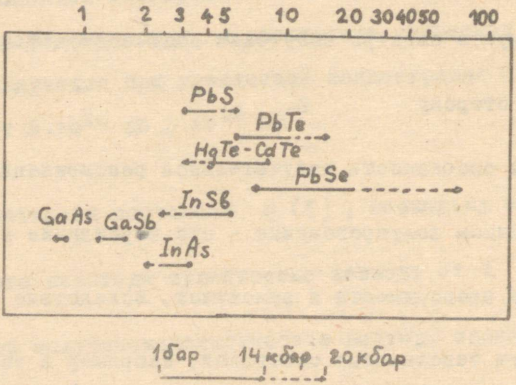


Рис. 13. Изменение длины волны междузонного излучения в различных полупроводниках под действием всестороннего сжатия до 14 и 25 кбар.

для управления излучением полупроводниковых лазеров.

Влияние одноосного сжатия на спектры важно и для идентификации различных примесных переходов.

Действие одноосной деформации сводится не только к сдвигу по энергии, но и к снятию вырождения состояний. Поэтому оказывается возможным разобраться в типе симметрии примеси и дефектов, вызывающих излучательный переход. Приведем в качестве примера работу Натана и др. [43] /см. рис.14/, где показано влияние давления на спектры излучения с переходом в зону и на мелкий акцептор цинка в арсениде галлия.

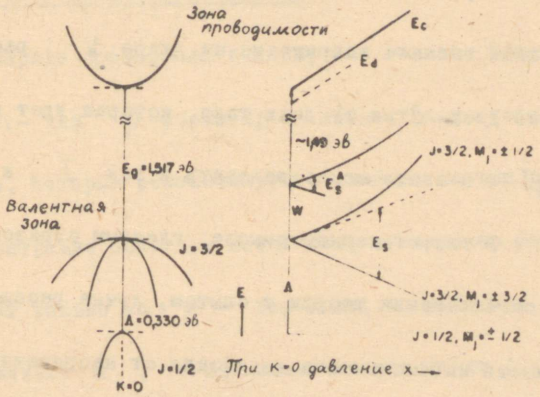


Рис.14. Влияние давления на энергетический спектр арсенида галлия.

На рисунке показано, как снимается вырождение валентной зоны и акцепторного уровня.

Действие магнитного поля на спектр в зонах приводит к появлению уровней Ландау, а на спектрах примесей - к зеемановскому расщеплению, что также позволяет разбираться в спектрах излучения. Однако, эти вопросы выходят за рамки настоящего обзора.

§ 2. Вольт-амперные характеристики p-n переходов и различные модели рекомбинации в них

Рассмотрим вновь рис. 1. Наша задача заключается в том чтобы, зная внешнее напряжение на диоде V, рассчитать ток через диод J и ту долю тока, которая идет на излучение - qI. В опыте можно задавать и ток J, и напряжение V. В теоретическом смысле, главным образом с точки зрения согласования теории с опытом, лучше рассматривать зависимость интенсивности излучения от напряжения. Дело в том, что полный поток рекомбинации можно рассматривать как

комбинацию двух параллельных процессов - излучательного и безизлучательного. И если на области, в которой идет рекомбинация, задано внешнее напряжение, то токи будут в параллельных цепях независимы. Конечно, в частных случаях применимость такой эквивалентности процессов рекомбинации процессам в электрических цепях надо доказывать.

Классифицируем различные модели тока в полупроводниковых диодах. При этом важно, что полный ток есть сумма дрейфовой и диффузионной компонент электронного и дырочного токов:

$$j = j_n + j_p = q(\mu_n n + \mu_p p)\mathcal{E} + q\left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right). \qquad /14/$$

1. <u>Простейшая теория Шокли.</u> Если а/ слой пространственного заряда достаточно тонкий, так что вся рекомбинация идет в n- или p-области; б/ концентрации неосновных носителей, которые рекомбинируют, намного меньше равновесных концентраций основных носителей; в/ падение напряжения происходит только на p-n переходе, то есть ток определяется величиной U ; то применима теория Шокли [44] , в которой основную роль играет диффузионный ток. В результа-

то:

$$j = (j_{sp} + j_{sn})(e^{\frac{qU}{kT}} - 1), \qquad /15/$$

где

$$j_{sp} = \frac{q D_p p_n}{L_p} \quad ; \quad j_{sn} = \frac{q D_n n_p}{L_n},$$

где p_n , n_p – равновесные концентрации неосновных носителей, L_p , L_n – их диффузионные длины, определяемые временем жизни в соответствующей области:

$$L_n^2 = D_n \tau_n ; \quad L_p^2 = D_p \tau_p . \qquad /16/$$

Это следует из того, что концентрации неосновных носителей на границах области пространственного заряда зависят от потенциала по больцмановской статистике. Отношение потока рекомбинации в n – и p –области определяется величиной

$$\frac{D_p p_n}{L_p} \Big/ \frac{D_n n_p}{L_n}, \qquad /16а/$$

которая в невырожденном случае / $n_n p_n = n_i^2$ / равна

$$\frac{\mu_p p_p}{\mu_n n_n} \cdot \frac{L_n}{L_p} . \qquad /16б/$$

Таким образом рекомбинация идет в более высокоомной области, где меньше произведение подвижности на концентрацию. Однако может быть существенно и отношение диффузионных длин.

В этой теории τ_n и τ_p – постоянные величины,

поскольку $p_n \ll n_n$; $n_p \ll p_p$, и из статистики /см. формулу/1о// следует, что эти величины не зависят от избыточных концентраций.

2. Рекомбинация в области пространственного заряда.

Если рекомбинация идет в области пространственного заряда, что должно преобладать при низких температурах и малых концентрациях неосновных носителей n_p и p_n , то рассмотрение простой симметричной модели p-n перехода дает закон

$$j = j_{пр.}\left(e^{\frac{qU}{2kT}} - 1\right), \qquad /17/$$

где

$$j_{пр.} \sim \frac{q n_i}{\tau_i} \mathcal{L}.$$

$\mathcal{L}$ - ширина области пространственного заряда;

τ_i - время жизни в этой области;

$n_i = \sqrt{N_c N_v}\; e^{-\frac{E_g}{kT}}$ - собственная концентрация.

В случае несимметричной ловушки и несимметричного перехода закон изменения тока с наряжением имеет вид $\sim e^{\frac{qU}{\eta kT}}$, где η изменяется от 1 до 2 в зависимости от отношения n_n / n_p и от энергии и сечений захвата электронов и дырок на данную ловушку.

3. Рекомбинация туннелированием. Если p-n переход достаточно тонкий, то носители тока смогут преодолевать потенциальный барьер не только за счет тепловой энергии, достаточной для преодоления барьера, но и за счет туннельных эффектов. В особенности это важно для вырожденных переходов. На рис.15 показан возможный модель туннельных переходов при прямых напряжениях.

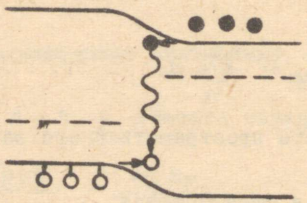


Рис. 15. Модель туннельных переходов при прямых напряжениях.

а/ Междузонные переходы, которые имеют место при малых напряжениях, $qU \lesssim \Delta_n + \Delta_p$, где Δ_n, Δ_p – степени вырождения в n- и p- области. Они должны давать вольт-

амперную характеристику с отрицательным наклоном - характеристику туннельного диода.

б/ Туннельные переходы с участием примесей, когда электрон и дырка туннелируют под барьер, где рекомбинируют в соответствии со статистикой заполнения ловушки /формула /10/ /.

Если основная зависимость тока от напряжения определяется вероятностью туннельного просачивания электронов, то теории, предполагающие как дискретное, так и непрерывное распределение примесных уровней по энергиям, дают зависимость тока от напряжения вида [45,46]

$$j = j_s e^{\frac{qU}{E_0}}, \qquad /18/$$

где E_0 - характерная энергия, обратно пропорциональная толщине потенциального барьера ℓ, не зависящая от температуры.

в/ Туннельные переходы с одновременной передачей энергии третьему носителю - электрону или дырке.

г/ Междузонные туннельные переходы с излучением, или - "диагональное туннелирование".

д/ Туннельные переходы на примеси с последующей излучательной рекомбинацией.

На трех последних туннельных механизмах мы остановимся подробнее в следующей части обзора.

4. Широкие барьеры. Если потенциальный барьер оказывается, наоборот, очень широким, так что его надо рассматривать как p-i-n структуру, то ток зависит от напряжения как $e^{\frac{qU}{2kT}}$ в простейшей модели и по более сложным законам, связанным с учетом электрического поля и дрейфовой составляющей тока.

Эти вопросы, связанные с двойной инжекцией носителей в высокоомную область, будут рассмотрены в обзоре Д.Н.Николаева.

§ 3. Особенности излучательной рекомбинации в p-n переходах

1. Инжекционная люминесценция. Исследование излучательной рекомбинации в p-n переходах оказывается уникальным с той точки зрения, что позволяет, выделяя разные полосы в

излучении, изучать по отдельности разные механизмы в рекомбинации. В то же время полный ток дает сумму всех процессов рекомбинации, как излучательных, так и безизлучательных.

Однако как с практической точки зрения, так и с точки зрения сравнения с опытом важно иметь такие p-n переходы, в которых определенный излучательный процесс является основным.

Естественно, что это возможно сделать для примесной рекомбинации специально легируя полупроводник примесями, на которых идут излучательные переходы. Всегда возникает вопрос, какую примесь выбрать в качестве легирующей и в какой области / p -, n - или в области пространственного заряда/ должна идти рекомбинация. Процесс легирования данной примесью не должен при этом вносить неконтролируемых центров безизлучательной рекомбинации.

Ясно, что лучше всего можно контролировать монокристалл после его выращивания как по фотолюминесценции /для определения вида спектра/, так и по электрическим свойст-

вам /для определения концентрации носителей и примесей/. Поэтому наилучший случай - когда инжекция носителей идет в однородную область с заранее контролируемыми свойствами.

Это можно исследовать, если осуществляется а/случай тонкого p-n перехода по Шокли, сильно легированного с одной стороны и слабо легированного в той области, где идет рекомбинация;

б/случай p-i-n, p^+-p-n^+, p^+-n-n^+ структур, когда рекомбинация идет в слабо легированной или компенсированной центральной области полупроводника.

Такие диоды можно изготовить, например, вплавлением или эпитаксиальным наращиванием.

Однако, для изготовления p-n переходов наиболее часто применяется метод диффузии /например, для соединений типа $A^{III}B^{V}$, цинка в электронный материал/. В этом случае концентрация примесей распределяется по законам диффузии, вообще говоря, достаточно сложным. Естественно образование области с большой концентрацией как доноров, так и акцепторов, причем компенсированной. Решать вопрос, где идет

рекомбинация, оказывается возможным, исследуя и сравнивая спектры со спектрами фотолюминесценции на косых шлифах p-n переходов или на специально скомпенсированном однородном материале.

В идеальном случае p-n перехода, в котором внутренний квантовый выход излучения равен 100%, вне зависимости от вольт-амперной характеристики, внешний выход излучения пропорционален току

$$qI = \eta_i J, \qquad /19/$$

где коэффициент η_i определяется условиями выхода излучения из образца и пока нами не рассматривается.

Экспериментально квантовый выход излучения, близкий к единице, был обнаружен впервые в люминесцентных диодах из арсенида галлия /Кингсли и Квист [47] / и исследованию условий этого посвящено довольно много работ [48,49].

В большинстве случаев, как в арсениде галлия, так и в других полупроводниковых диодах, наибольший выход излучательной рекомбинации наблюдается при больших токах и больших концентрациях примесей. Этого следует ожидать, поскольку

ку междузонная рекомбинация пропорциональна произведению np , а примесная рекомбинация - np_t или pn_t , соответственно в p - или n - материале.

Если при больших токах потенциальный барьер достаточно уменьшается внешним напряжением, а равновесная концентрация носителей велика, то выполняются условия применимости теории Шокли, то есть $J = J_S e^{\frac{qU}{kT}}$,

где J_S определяется из формулы /15/. Пусть, например, n -область имеет бо́льшую проводимость, чем p -область вблизи p-n перехода, тогда рекомбинация должна идти в p -области, в соответствии с коэффициентом инжекции, то есть

$$J_S = A \frac{q D_n n_p}{L_n} = A \frac{n_n e^{\frac{q\varphi_k}{kT}} L_n}{\tau_n} \qquad /15a/$$

/ A -площадь диода/.

Напомним, что такая формула имеет смысл только в предположении постоянного τ_n , не зависящего от избыточной концентрации δn .

Если $\tau_n = const.$ и определяется двумя процессами - излучательным и безизлучательным, то

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{изл.}} + \frac{1}{\tau_{безизл.}} . \qquad /20/$$

Если $\tau_{изл.} \gg \tau_{безизл.}$, то внутренний квантовый выход равен

$$\eta_0 = \frac{\tau_{безизл.}}{\tau_{изл.}} . \qquad /21/$$

Таким образом, из величины внутреннего квантового выхода η_0 и вольт-амперной характеристики в принципе можно определить $\tau_{изл.}$ — величину, определяемую значениями N_t, E_t, α_n, α_p в статистике рекомбинации.

Заметим, что по максимуму спектральной линии или по форме полосы с учетом фононных повторений можно определить энергетическое положение примесного уровня, определяющего E_t, то есть величины n_1, p_1.

Если в спектрах излучения p-n переходов имеется несколько полос, то оказывается возможным разобраться в их происхождении, если известны спектры излучения однородного материала с различными примесями из фото- или катодо-люминесценции. Так, например, было найдено, что основная излучательная рекомбинация в диодах из $GaAs$ и InP про-

исходит в p-области и связана с мелким акцептором - цинком, кадмием или бериллием, а полосы с меньшей энергией квантов - с примесями меди, марганца /см.рис.16/. Оценки

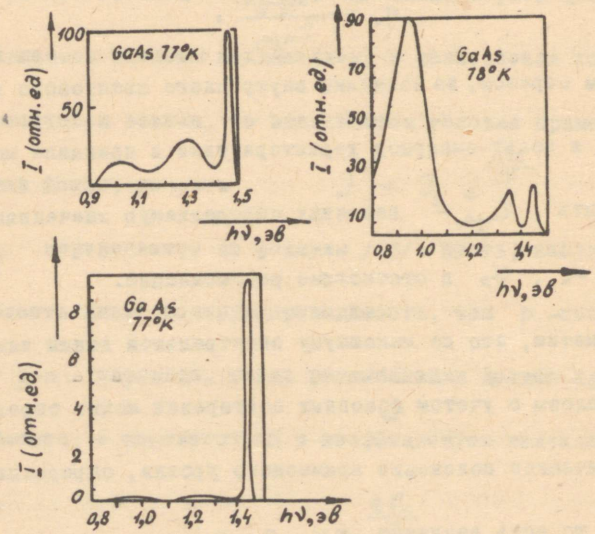


Рис.16. Спектры излучения арсенид-галлиевых диодов с разным содержанием глубоких примесей.

времени жизни в $GaAs$ с Zn были получены в работе [50] по кинетике излучательной рекомбинации и по величине внутреннего квантового выхода. Времена были порядка 10^{-10} - 10^{-9} сек., что хорошо согласуется с оценками Думке

[12] для рекомбинации на мелкой примеси в материале с большой концентрацией основных носителей.

Однако, эти времена, равно как и внешний квантовый выход, оказались обратно пропорциональными концентрации исходной донорной примеси /теллура или олова/ [51] . Это показало, что работает межпримесный механизм рекомбинации.

Наилучшие результаты по внешнему квантовому выходу излучения при комнатной температуре были получены в арсениде галлия, когда и доноры и акцепторы создавались одними и теми же атомами - кремния - в процессе эпитаксиального наращивания из жидкой фазы [51] .

Интенсивность изменялась с напряжением по закону $e^{\frac{qU}{kT}}$ и была линейна с током.

Заметим, что зависимость интенсивности излучения от тока при приближении вольт-амперной характеристики к закону $e^{\frac{qU}{kT}}$ становится линейной, как это можно усмотреть из рис.17 для интенсивностей излучения и вольт-амперных характеристик в фосфиде индия.

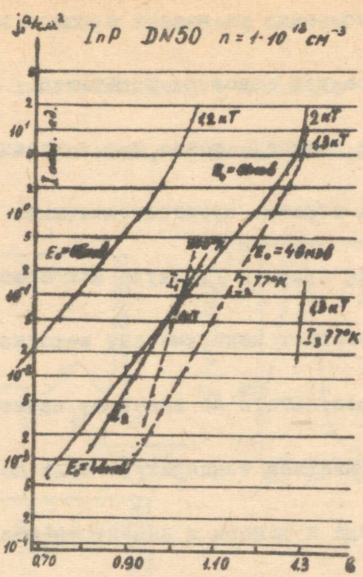


Рис.17. Вольт-амперные характеристики и зависимость интенсивности излучения от напряжения для разных спектральных полос в фосфиде индия.

2. Модель заполнения хвоста плотности состояний и инжекционный ток в сильно легированном p-n переходе. В сильно легированном p-n переходе вследствие существования хвоста плотности состояний вблизи краев зон не строго определенным оказывается понятие подвижности, времени жизни и диффузионной длины.

Предположим, что, как показано на рис.18, электроны из

n -области проходят в хвост плотности состояний в p -области /по существу, это туннельный эффект/. Тогда пол-

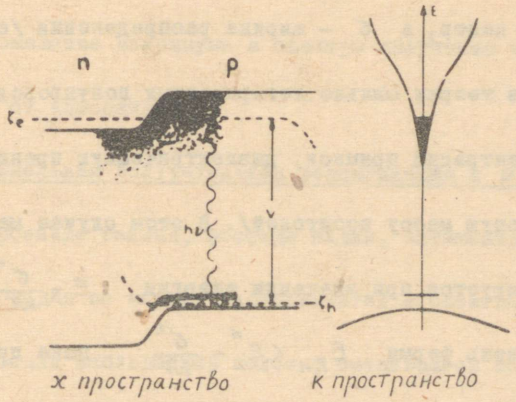


Рис.18. Излучательная рекомбинация в сильно легированном $p-n$ переходе - модель заполнения "хвоста" плотности состояний.

ный поток излучательной рекомбинации должен быть пропорционален $\int \varrho(E)\, f_n(E)\, dE$, если принять вероятность излучательного перехода не зависящей от энергии E .

Положение максимума спектральной полосы должно тогда определяться максимумом произведения $\varrho(E) f_n(E)$. В работе П.Г.Елисеева и М.А.Манько [52] был подробно проанализирован случай, когда плотность состояний в хвосте вбли-

зи края зоны имеет вид гауссова распределения:

$$\rho(E) \sim e^{-\frac{(E-E^*)^2}{2\sigma^2}}, \qquad /22/$$

где E^* - центр, а σ - ширина распределения /ее можно оценить из теории сильно легированных полупроводников, зная концентрацию примеси, диэлектрическую проницаемость и эффективную массу носителей/. В этом случае максимум полосы фиксируется при значении энергии $E - \frac{\sigma^2}{kT}$, если квази-уровень ферми $E_{Fn} < E^* - \frac{\sigma^2}{kT}$. Пока при увеличении тока квази-уровень ферми удовлетворяет указанному неравенству, переходы при разных токах будут происходить с одних и тех же состояний в "хвосте". Это должно приводить к неизменной по энергии полосе в спектре излучения, интенсивность которой подчиняется закону $I \sim e^{\frac{qU}{kT}}$. Поскольку обычно в таких сильно легированных p-n переходах в арсениде галлия и фосфиде индия квантовый выход линеен с током и близок к единице, то вольт-амперная характеристика идет по тому же классическому закону.

При низких температурах соотношение $E_{Fn} < E^* - \frac{\sigma^2}{kT}$ выполняется во все меньшем интервале токов. При этом, когда

$E_{Fn} > E^{*} - \frac{\sigma^2}{kT}$, максимум произведения $\rho(E) \cdot f_n(E)$ находится вблизи квази-уровня Ферми и смещается по энергии с увеличением уровня инжекции. Для этого случая должно наблюдаться смещение максимума в спектре излучения и отличие показателя от классического.

3. Туннельная излучательная рекомбинация в p-n переходах. В арсениде галлия, фосфиде индия, антимониде галлия и арсениде индия во многих экспериментах в спектрах электролюминесценции наблюдались полосы, смещающиеся по энергии с приложением внешнего напряжения в широком интервале. Это явление отмечалось для сравнительно тонких p-n переходов, и Панков [53] предложил для объяснения его модель туннельных переходов электронов и дырок в области пространственного заряда с последующим излучением.

Это явление было впоследствии подробно исследовано нашей группой [54,55]. На рис. 19 показана энергетическая диаграмма туннельного излучения /называемого также диагональным туннелированием/. Уже из самой схемы ясно, что по мере увеличения напряжения смещение квази-уровней Ферми

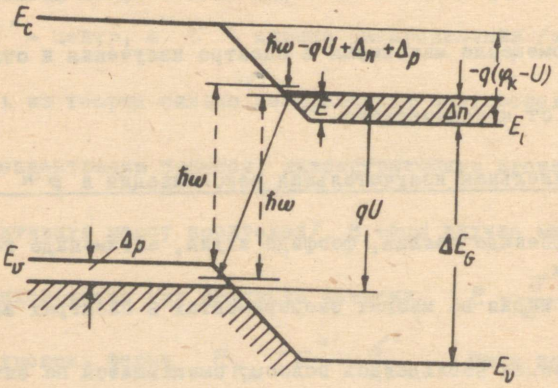


Рис. 19. Модель туннельных междузонных переходов с излучением /диагональное туннелирование/.

друг относительно друга должно приводить к увеличению энергии излучаемых квантов, так что максимум в спектре излучения должен быть равен

$$h\nu_{макс.} = qU + \Delta, \qquad /23/$$

где величина Δ зависит от степени вырождения n - и p -области и, главным образом, от напряженности электрического поля в p-n переходе. На рис.20 показано, как изменяется максимум в полосе туннельного излучения для

разных полупроводников. Интегральная интенсивность излучения в туннельной полосе изменяется экспоненциально с напряжением по закону $I \sim e^{\frac{qU}{E_0}}$, где величина характерной энергии E_0 определяется электрическим полем $\mathcal{E}$, то есть изменяется обратно пропорционально толщине p-n перехода l.

Теоретический анализ модели диагонального туннелирования проведен в ряде работ [54,56,57].

Из модели и расчета следует, что для излучения с данной энергией кванта интенсивность должна зависеть от напряжения так же, как ток в туннельном диоде: увеличиваться, проходить через максимум и падать до минимума.

Эксперименты хорошо подтверждают указанные теории /см.рис.21/.

По мере дальнейшего увеличения напряжения междузонное туннелирование с излучением должно /для данной энергии $h\nu$/ прекращаться, так как отсутствуют заполненные состояния справа в зоне проводимости и слева в валентной зоне, соответствующие энергии $h\nu$.

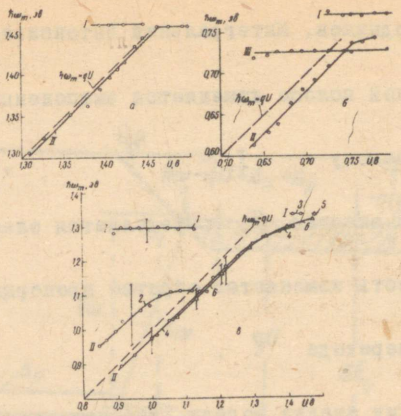


Рис.2о. Положение максимумов в спектрах излучения $GaAs$, $GaSb$ и InP при малых токах; смещающийся пик объясняется диагональным туннелированием.

При этом вступают другие возможные механизмы излучения - с туннелированием, включающим хвосты плотности состояний, или с туннелированием на глубокие уровни. Туннельное излучение, таким образом, преобладает при малых токах в сильно легированных тонких p-n переходах.

4. <u>О соотношении между энергией излучаемых квантов, напряжением на p-n переходе и температурой.</u> Как для инжекционной излучательной рекомбинации, так и для тун-

нельной преобладающим в спектре является такое излучение, максимум в спектре которого не отличается существенно от приложенного напряжения: $|h\nu_{макс.} - qU|$ порядка нескольких kT или меньше.

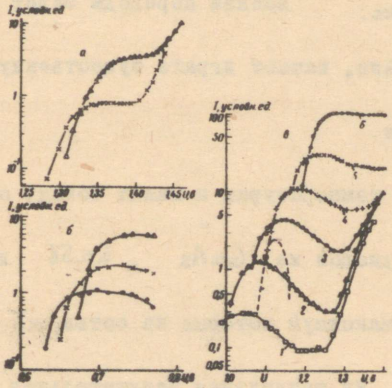


Рис.21. Зависимость спектральной интенсивности при туннельном излучении в GaAs , GaSb , InP от напряжения.

Если температура сравнительно высока, так что имеется достаточно большое число электронов выше /дырок ниже/ соответствующего квази-уровня Ферми, то энергия больше приложенного к p-n переходу напряжения $h\nu_{макс.} > qU$.

В связи с этим еще в ранних работах [58] указывалось на возможность частичного охлаждения электронного газа. Однако, это касается лишь малой части полного тока.

Если же напряжение на p-n переходе приближается к величине $h\nu_{макс.}$, то при выполнении неравенства $qU > h\nu_{макс.}$ вблизи перехода будет создано инверсное распределение, начнет играть существенную роль вынужденное излучение.

При низких температурах и малых токах, однако, в спектрах излучения диодов из $GaAs$, $GaSb$ и InP наблюдаются полосы, максимум которых на сотни kT превышает величину qU. Ни туннельная излучательная рекомбинация, ни инжекция не могут объяснить такой большой разницы энергий.

Возможное объяснение таких полос в спектрах связано с предположением, что часть носителей получает дополнительную энергию в результате ударной рекомбинации вблизи p-n перехода. Если концентрация носителей велика, то ударная безизлучательная рекомбинация связана с передачей энергии

третьей частице. Если же ударная рекомбинация идет с туннелированием в p-n переходе, то образовавшиеся "горячие" носители могут преодолеть потенциальный барьер и рекомбинировать за областью p-n перехода.

Литература

1. Y.P. Varshni, Phys. Stat. Sol., 19, 459; 20, 59, 1967.

2. P.T. Landsberg, Sol. State Electr., 10, 513, 1967.

3. H. Ivey, IEEE J. Quant. Electr., 717, Nov. 1966.

4. G. Burns, M.I. Nathan, Proc. IEEE, 52, 770, 1964.

5. M.I. Nathan, Appl. Optics, 5, 1514, 1966, N 10.

6. M. Gershenzon, Physics of $A^{III}B^{V}$ Compounds, Ch. 13, p. 289, 1966.

7. K. Unger, Fortschr. d. Phys., 13, 701, 1965.

8. А.А.Рогачев, Докторская диссертация. Л., ФТИ им.А.Ф.Иоффе,1967.

9. J.C. Sarace, R.H. Kaiser, J.M. Whelau, R.C.L. Leite, Phys. Rev. 137, A 623, 1965.

10. W.J. Turner, W.E. Reese, G.D. Pettit, Phys. Rev. 136, A 1467, 1964.

11. D.M. Eagles, J. Phys. Chem. Solids, 16, 76, 1960.

12. W.P. Dumke, Phys. Rev., 132, 1998, 1963.

13. Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова,ФТТ,5,1880,1963; 6,19,1964.

14. J.J. Hopfield, J. Phys. Chem. Solids, 10, 109, 1959.

15. Ю.Е.Перлин, УФН,80,553, 1964, №4.

16. В.Л.Бонч-Бруевич, А.А.Другова, ФТТ, 7, 3083, 1965.

17. I.P. Ipatova, A.A. Klochichin, A.V. Subashiev, Phys. Stat. Sol., 23, 467, 1967.

18. E.W.W. Williams, Brit. J. Appl. Phys., 18, 253, 1967.

19. D.G. Thomas, Int. Conf. Semicond. Phys., Kyoto, 1966.

20. D.G. Thomas, M. Gershenzon, F.A. Trumbore, Phys. Rev., 133, A 269, 1964.

21. T.N. Morgan, B. Welber, R.N. Bhargava, Preprint IBM Labs., 1967.

22. M.R. Lorenz, G.D. Pettit, J. Appl. Phys., 38, 3983, 1967.

23. H. Rupprecht, J.M. Wodall, K. Konnerth, D.G. Pettit, J. Appl. Phys., 9, 221, 1966.

24. I. Ishikava, Preprint Sony Labs., 1966.

25. Дж.Блекмор, Статистика электронов в полупроводниках, "Мир", 1964.

26. С.М.Рывкин, Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, 1963.

27. M.F. Millea, L.W. Aukerman, Phys. Rev., 148, 759, 1966.

28. J.J. Hopfield, Proc. Int. Conf. on Semicond., Paris, p. 725, 1964.

29. K. Colbow, G.W. Pritchard, G.C. Giles, Can. J. Phys., 40, 1436, 1962; 41, 1801, 1963.

30. T.N. Morgan, Phys. Rev., 139, A 343, 1965.

31. G. Lukovsky, Sol. State Communic., 3, 105, 1965, N 5.

32. Т.И.Галкина,Н.А.Пенин,В.А.Рассушин, ФТП,1,230,1967.

33. В.Л.Бонч-Бруевич,Сб.Физика Тв.Тела,127, ВИНИТИ АН СССР,М.,1965.

34. Л.В.Келдыш, Диссертация. М.ФИАН,1965.

35. E.O. Kane, Phys. Rev., 131, 79, 1963.

36. В.С.Багаев,Ю.Н.Березошвили,Б.М.Вул,З.И.Заварицкая, Л.В.Келдыш,А.П.Шотов,ФТТ,5,1399,1964; ФТТ,6, 1235,1964.

37. А.Б.Ормонт,П.Г.Елисеев,И.Исмаилов,А.З.Юнович, ФТП, 1968,№ 5.

38. В.Л.Бонч-Бруевич,Р.Розман,ФТТ,5, 2890,1963,№ 10.

39. G. Lasher, F. Stern, Phys. Rev., 133, A 553, 1963.

40. G. Lukovsky, A.J. Varga, J. Appl. Phys., 35, 3419,1964.

41. П.Г.Елисеев,М.А.Манько, ФТП, 2, 1968, № 1.

42. J.M. Besson, Journ. de Physique, 28, C2-248, 1967.

43. R.N. Bhargava, M.I. Nathan, Phys. Rev., 161, 695, 1967.

44. В.Шокли, Теория электронных полупроводников,ИЛ,1954.

45. A.G. Chynoweth, W.L. Feldman, R.A. Logan, Phys. Rev., 121, 684, 1961.

46. В.И.Тихонов, ФТТ,9, 1737, 1967.

47. R.F. Keyes, T.M. Qwist, Proc. IRE, 50, 1822, 1962.

48. D.E. Hill, J. Appl. Phys., 36, 3405, 1965, N 11.

49. G. Cheroff, F. Stern, S. Triebwasser, Appl. Phys. Letters, 2, 173, 1963.

50. Д.А.Мома,В.П.Сушков,В.С.Абрамов, ПТЭ,92,1967, №1.

51. L.W. Aukerman, M.F. Millea, M.McColl, J. Appl. Phys., 38, 685, 1967.

52. П.Г.Елисеев, М.А.Манько,ФТП,2, 1968.

53. J.I. Pankove, Phys. Rev. Letters, 9, 283, 1962.

54. А.Э.Юнович,А.Е.Ормонт,ЖЭТФ,51, 1292,1966.

55. В.М.Стучебников,А.Э.Юнович, ФТП /в печати/.

56. T.N. Morgan, Phys. Rev., 148, 890, 1966.

57. А.Г.Аронов,Г.Е.Пикус, ФТТ,8, 3729, 1966.

58. J.I. Pankove, M. Massoulie, Bull. Am. Phys. Soc., 7, 88, 1962.

МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ТВЕРДЫЕ ТЕЛА

Ю.Н. Николаев

Инжекционные электролюминесцентные источники, излучающие инфракрасный свет, работают, как правило, на принципе инжекции неосновных носителей тока в полупроводники. Теория работы таких приборов сравнительно хорошо развита в настоящее время. Значительно бо́льший практический интерес предоставляют источники видимого излучения, которые, как правило, работают на принципе двойной инжекции электронов и дырок в полупроводники с широкой запрещенной зоной. Теория работы таких приборов в настоящее время еще только создается.

В настоящем обзоре в основном рассматриваются различные теоретические модели двойной инжекции /см.табл.1/ для того, чтобы помочь специалистам, работающим в этой области, в выборе той или иной модели для объяснения

экспериментальных результатов. Не останавливаясь на строгом выводе конечных формул, мы будем приводить приближенные решения по возможности в такой форме, чтобы можно было проследить основные физические предпосылки, лежащие в основе этих моделей. Необходимость сопоставления моделей становится понятной, если учесть, что порой различные теоретические предпосылки приводят к одинаковым функциональным зависимостям. Так, три физически совершенно разных модели-Ламперта /изолятор/ [1], Кляйнмана /p-i-n переход/[2] и Херлета /p-n переход/[3] - приводят к одинаковой зависимости силы тока от величины приложенного напряжения, а именно $J \sim V^2$.

Заранее оговоримся, что существующие теории p-n переходов не могут быть применены непосредственно к полупроводникам с широкой запрещенной зоной по следующим причинам:

а/ из-за большой ширины запрещенной зоны энергия активации примесей, как правило, намного больше kT, и поэтому примеси обычно лишь частично ионизованы при комнат-

№	Модель	Автор
1.	Простой изолятор $\tau_n = \tau_p = const.$; $L \gg L_D$.	Ламперт [1]
2.	Простой изолятор $\tau = \tau_p = \frac{1}{\alpha n}$; $L \gg L_D$.	Парментер, Руппель [5]
3.	Длинный полупроводник $\tau_n = \tau_p = const.$; $L \gg L_D$.	Рашба, Толпыго [7], Ламперт, Роуз [8]
4.	Длинный полупроводник $\tau_n = \tau_p = \frac{1}{\alpha n}$, $L \gg L_D$.	Рашба, Толпыго [7]
5.	Симметричный p-n переход с бесконечной рекомбинацией на металлических контактах.	Херлет [3]
6.	Асимметричный p-n переход с бесконечной рекомбинацией на металлических контактах.	Джонтер [9]
7.	Длинный p-i-n переход $L_i \gg L_D$, низкий уровень инжекции.	Холл [10], Херлет [12]
8.	Короткий p-i-n переход $L_i \ll L_D$, низкий уровень инжекции.	Холл [10], Херлет [12], Кляйнман [2]
9.	Короткий p-i-n переход $L_i \ll L_D$, высокий уровень инжекции.	Кляйнман [2]

Таблица 1

Плотность тока
$\frac{1.75}{\pi}\ \frac{\varepsilon \mu_n \mu_p \tau V^3}{L^5} \cdot 10^{-12}$
$\frac{3}{4}\left[\frac{\varepsilon q \mu_n \mu_p (\mu_n+\mu_p)\cdot 10^{-12}}{\alpha}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{V^2}{L^3}$
$\frac{3}{8}\ \frac{n_0 q \mu_n \mu_p \tau V^2}{L^3}$
$\frac{8}{9}\left[\frac{n_0 q (\mu_n+\mu_p)\mu_n \mu_p}{\alpha}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{L^2}$
$\frac{n_0 q^2 \mu}{8kT} \cdot \frac{V^2}{L}$
$\frac{n_0 q^2 (\mu_n+\mu_p) V^2}{2 L_n kT}\ \frac{1}{G(R,r)}$
$\frac{2 n_{i0} kT (\mu_n+\mu_p)}{L_i} \ln\frac{L_i}{2L_D} \cdot e^{-\frac{kT}{q}\left(\frac{L_i}{2L_D}+\ln\frac{L_i}{2L_D}\right)} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$
$\frac{n_{i0} q L_i}{\tau} e^{\frac{qV}{2kT}} + kT\left[\frac{n_{20}\mu_n}{L_{np}} + \frac{n_{10}\mu_p}{L_{pn}}\right] e^{\frac{qV}{kT}}$
$\frac{n_{10}(b+1)\mu_n L_{pn}}{kT}\left(\frac{qV}{L_i}\right)^2$

№	Модель	Автор
10.	Длинный полупроводник $L \gg L_D$ с бесконечной рекомбинацией на металлическом контакте.	Стафеев [15]
11.	Длинный $p-n-n^+$ переход.	Лейдерман, Карагеоргий-Алкалаев [16], Рыжиков, Павличенко, Кмита [17]
12.	Длинный изолятор $\tau_{nм} \ll \tau_{nв}$.	Ламперт [19,20]
13.	Короткий $p-i-n$ переход в материале с большим содержанием глубокой примеси.	Николаев [21], Николаев, Фок [6]
14.	Рекомбинация в области объемного заряда $p-n$ перехода.	Сах, Нойс, Шокли [24]

Плотность тока	
$\frac{n_0 \mu \kappa T}{8 L_D^2} e^{\frac{L}{L_D}} e^{\frac{2V}{V_0}}$, где $V_0 = \frac{\kappa T}{q} e^{\frac{L}{L_D}}$	
$a (V - V_1)^4$ $J_c e^{\frac{qV}{c\kappa T}}$	где $c = const.$, и a, V_1, J_c слабо зависят от V.
$\frac{N_d q \mu_p L}{\tau_{пв}} = const.$,	V падает от $\frac{L^2}{2\mu_n \tau_{n.м}}$ до $\frac{L^2}{2\mu_n \tau_{пв}}$
$q L C_d^{\frac{1}{3}} (A_d N_d N_c N_v)^{\frac{2}{3}} e^{\frac{qV - E_g}{1,5\kappa T}}$ $q L C_d N_d^2 \approx const.$	
$\approx \frac{q n_i^2 W}{n_d \tau_p} e^{\frac{qV}{\kappa T}}$	при $V < V_0 = \frac{1}{q}(E_g - 2E_d + \kappa T \ln \frac{\tau_p}{\tau_n})$
$\approx \frac{q n_i W}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \cdot \frac{\kappa T}{e_0 - qV} e^{\frac{qV}{2\kappa T}}$	при $V > V_0$.

ной температуре. В этом отношении такие полупроводники напоминают германий и кремний при низких температурах;

б/ в полупроводниках с широкой запрещенной зоной подвижности и времена жизни свободных носителей тока на один-два порядка меньше, чем в классических полупроводниках, поэтому диффузионные длины в них на несколько порядков короче и могут быть меньше длины Дебая в области перехода. Обычные теории считают, что длина Дебая намного меньше диффузионной длины носителей тока;

в/ в настоящее время не выяснена окончательно структура p-n переходов в полупроводниках с широкой запрещенной зоной и, в частности, природа высокоомных слоев, прилегающих к переходу.

При сопоставлении различных моделей двойной инжекции, опубликованных до 1962г., мы будем придерживаться работы Роуза [4].

Рассмотрим одномерную задачу для твердого тела, ограниченного с двух сторон омическими металлическими контактами.

Во всех рассматриваемых моделях исходными являются следующие уравнения:

непрерывности

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{q} J_n &= \mu_n (n+n_0)\mathcal{E} + \mathcal{D}_n \frac{dn}{dx} \\ \frac{1}{q} J_p &= \mu_p (p+p_0)\mathcal{E} - \mathcal{D}_p \frac{dp}{dx} \end{aligned}\right\} J = J_n + J_p , \qquad /1а/ \quad /1б/$$

сохранения частиц

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} &= r \\ \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} &= r \end{aligned}\right\} r = \frac{n}{\tau_n} = \frac{p}{\tau_p} , \qquad /2а/ \quad /2б/$$

Пуассона

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\mathcal{E}}{dx} = q(p-n), \qquad /3/$$

где q – заряд электрона;

J_n, J_p – плотности электронного и дырочного токов;

μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок;

n, p – концентрации избыточных свободных электронов и дырок;

n_0, p_0 – концентрации электронов и дырок при термическом равновесии;

$\mathcal{E}$ – напряженность электрического поля;

$\mathcal{D}_n$, $\mathcal{D}_p$ – коэффициенты диффузии;

x - координата точки;

r - скорость рекомбинации в единице объема;

τ_n, τ_p - рекомбинационные времена жизни;

ε - диэлектрическая проницаемость.

Пусть $\tau_n \approx \tau_p \approx \tau$. Такое допущение сделано во всех моделях, за исключением [5,6] . Тогда $n \approx p$ и $n+p \approx 2n$, но $n-p \neq 0$.

Сложим равенства /2а/ и /2б/, подставив в них выражения для плотностей токов из /1а/ и /1б/. В результате получим:

$$\left[(n+n_0)-(p+p_0)\right]\frac{d\mathcal{E}}{dx}+\mathcal{E}\frac{d\left[(n+n_0)-(p+p_0)\right]}{dx}+\frac{kT}{q}\frac{d^2(n+p)}{dx^2}=\frac{(b+1)n}{\mu_n\tau}. \qquad /4/$$

Здесь мы воспользовались тем, что

$$\mathcal{D}_n = \frac{kT}{q}\mu_n, \qquad /5/$$

где k - постоянная Больцмана;

T - абсолютная температура,

и ввели обозначение $b \equiv \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

Аналитический анализ уравнения /4/ весьма сложен, поэтому обычно ограничиваются рассмотрением одного из двух предельных случаев: либо считают, что дрейф свободных носи-

телей в электрическом поле преобладает, если выполняется неравенство

$$\mathcal{E} > \frac{\kappa T}{q L_D}, \qquad /6/$$

где L_D - диффузионная длина свободных пар, и в таком случае пренебрегают диффузионным членом в равенстве /4/; либо считают, что преобладает диффузия носителей тока, и в таком случае пренебрегают полевыми членами уравнения /4/.

Прежде всего рассмотрим двойную инжекцию с преобладанием дрейфа.

§ 1. Двойная инжекция с преобладанием дрейфа

Роуз использует следующие приближенные соотношения:

$$\mathcal{E} \approx \frac{V}{L}, \qquad /7/$$

где V - приложенное напряжение,

L - расстояние между электродами;

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} \approx \frac{V}{L^2}, \qquad /8/$$

$$\frac{d[(n+n_0)-(p+p_0)]}{dx} \approx \frac{\overline{\Delta n}}{L}, \qquad /9/$$

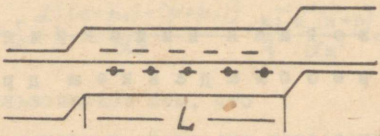
где $\overline{\Delta n}$ - средняя по образцу разность концентраций электронов и дырок.

Подставив эти значения в уравнение /4/ и пренебрегая диффузионным членом, получим:

$$\frac{\bar{\Delta n}\, V}{L^2} = \frac{(b+1)n}{\mu_n \tau} . \qquad /10/$$

Если концентрация инжектированных носителей мала по сравнению с равновесной концентрацией, то $\bar{\Delta n} \approx n_0 - p_0$. Такой случай характерен для полупроводников. Если, напротив, преобладает концентрация инжектированных носителей, то $\bar{\Delta n} \approx n - p$. Этот случай характерен для изоляторов.

1. Ламперт[1] - простой изолятор $(\tau = const.)$.



Поскольку это изолятор, то $n_0 = p_0 = 0$. В соответствии с законом Ома

$$J \approx nq(\mu_n + \mu_p)\frac{V}{L} \approx \frac{\bar{\Delta n} q \mu_n \mu_p \tau V^2}{L^3} . \qquad /11/$$

В первом приближении

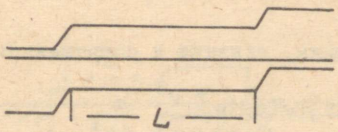
$$\bar{\Delta n} \approx \frac{\varepsilon}{4\pi q}\frac{V}{L^2} . \qquad /12/$$

Подставив это значение в уравнение /11/ с точностью

до постоянного множителя, получим формулу Ламперта:

$$J = \frac{1{,}75\,\varepsilon}{\pi}\,\frac{\mu_n \mu_p \tau V^3}{L^5}\cdot 10^{-12}\,\frac{a}{см^2}. \qquad /13/$$

2. Парментер, Руппель [5] - простой изолятор $(\tau = \frac{1}{\alpha n})$.



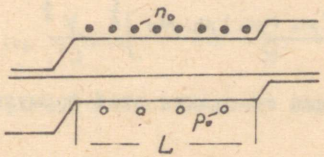
Подставив в уравнение /10/ $\tau = \frac{1}{\alpha n}$ и $\overline{\Delta n}$ из уравнения /12/, найдем n :

$$n = \left(\frac{\varepsilon \mu_n}{4\pi q\,(b+1)\,\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{V}{L^2}. \qquad /14/$$

Подставив это значение в уравнение /11/, получим с точностью до постоянной формулу Парментера и Руппеля:

$$J = \frac{3}{4}\left[\frac{\varepsilon q \mu_n \mu_p (\mu_n + \mu_p)\cdot 10^{-12}}{\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}\frac{V^2}{L^3}\,\frac{a}{см^2}. \qquad /15/$$

3. Рашба и Толпыго [ ], Ламперт и Роуз [8] - длинный полупроводник ($\tau = const.$) .



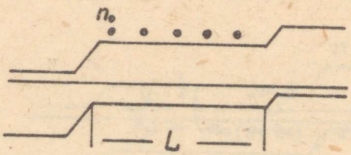
В этом случае $\bar{\Delta n} = n_o - p_o$ и формулу Ламперта и Роуза можно сразу получить из уравнения /11/ с точностью до постоянной:

$$J = \frac{9}{8} \frac{(n_o - p_o)\, q\, \mu_n \mu_p \tau V^2}{L^3} \frac{a}{cm^2} . \qquad /16/$$

Рашба и Толпыго полагали $p_o = o$, то есть не рассматривали полупроводник, близкий к собственному. Их решение:

$$J = \frac{3}{8} \frac{n_o q\, \mu_n \mu_p \tau V^2}{L^3} \frac{a}{cm^2} . \qquad /17/$$

4. Рашба и Толпыго [7] - длинный полупроводник $(\tau = \frac{1}{\alpha n})$.



Подставив опять в уравнение /10/ $\bar{\Delta n} = n_o$, $\tau = \frac{1}{\alpha n}$, получим:

$$n = \left[\frac{n_o \mu_n V}{(\beta+1)\alpha L^2} \right]^{\frac{1}{2}} , \qquad /18$$

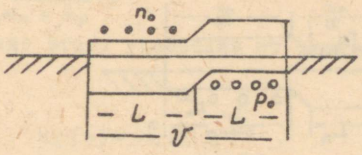
откуда с точностью до постоянной можно написать выражение для тока, полученное Рашба и Толпыго:

$$J = \frac{8}{9} \left[\frac{n_o q (\mu_n + \mu_p) \mu_n \mu_p}{\alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{L^2} . \qquad /19/$$

Заметим, что для обобщения этой формулы и распростра-

нения ее на почти собственные полупроводники достаточно заменить в этой формуле n_o на $(n_o - p_o)$.

5. Херлет [3] - симметричный p-n переход с бесконечной рекомбинацией на металлических контактах.



Херлет рассмотрел симметричный p-n переход, для которого $n_o = p_o$, $\mu_n = \mu_p$ и длины n- и p-областей равны. Рекомбинацией в объеме он пренебрег и считал, что инжектированные в n-область пары рекомбинируют на контакте. Поэтому можно считать, что $l_{np} = L$ или

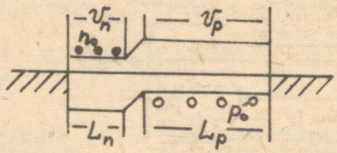
$$\tau_{pn} = \frac{qL^2}{\kappa T \mu_p}. \qquad /20/$$

Кроме того, предполагалось, что на контактах с металлом концентрация свободных носителей поддерживается постоянной, равной n_o. Полагая $\bar{\Delta n} = n_o$ и $\tau = \tau_{pn}$, из уравнений /11,20/ с точностью до постоянной получим

формулу Херлета:

$$J = \frac{n_0 q^2 \mu V^2}{8 k T L} \frac{a}{cm^2} . \qquad /21/$$

6. Джоншер [9] - асимметричный p-n переход с бесконечной рекомбинацией на металлических контактах.



Джоншер обобщил случай Херлета на асимметричный p-n переход, у которого $\mu_n \neq \mu_p$, $L_n \neq L_p$ и $n_0 \neq p_0$, и получил формулу:

$$J = \frac{n_0 q^2 (\mu_n + \mu_p) V^2}{2 L_n k T} \frac{1}{G(R,r)} \frac{a}{cm^2} , \qquad /22/$$

где $G(R,r)$ - заданная графически функция $R \equiv \frac{L_n}{L_p}$, где $r \equiv \frac{p_0}{n_0}$ является параметром. Ее можно приближенно задать следующим выражением:

$$G(R,r) \begin{cases} \approx \frac{1}{R^2} & \text{для } R<1, \\ \approx R & \text{для } R>1, \\ \approx r & \text{для } r<1 \text{ при } R \approx 1, \\ \to const. & \text{для } r \geqslant 1 \text{ при } R \approx 1. \end{cases} \qquad /23/$$

§ 2. Двойная инжекция с преобладанием диффузии

Пренебрегая полевыми членами в уравнении /4/, получим:

$$\frac{d^2n}{dx^2} = \frac{q(b+1)n}{2\mu_n \tau kT} = \frac{n}{L_D^2}, \qquad /24/$$

где $L_D^2 = \frac{kT}{q}\frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\tau$ – коэффициент биполярной диффузии. Решение этого уравнения от одного конца образца до середины:

$$n_i(x) = n_i(0)\, e^{-\frac{x}{L_D}},$$
$$n_i(0) = n_{i0}\, e^{\frac{q\Delta V}{kT}}, \qquad /25/$$

где ΔV – напряжение на переходе, формирующем инжекционный контакт. Плотность свободных носителей тока увеличивается симметрично в обе стороны от середины образца. Действующее электрическое поле исчезает к концам, так как там резервуар избыточных носителей, и на последней диффузионной длине принимает значение $\frac{kT}{qL_D}$. Поскольку ток вдоль образца постоянен, то

$$\mathcal{E}(x) = \frac{kT}{qL_D}\frac{n(0)}{n(x)} = \frac{kT}{qL_D}\, e^{\frac{x}{L_D}} \qquad /26/$$

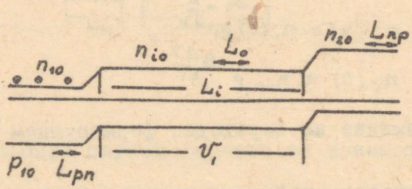
при $0 \le x \le \frac{L}{2}$.

Проинтегрировав уравнение /26/ по x, определим падение напряжения на половине образца:

$$V \approx \frac{kT}{q}\, e^{\frac{L_i}{2L_D}} \qquad /27/$$

Замечательно то, что с увеличением тока падение напряжения остается неизменным. Дополнительное напряжение падает на контактах и приводит к экспоненциальному нарастанию тока.

7. Холл [10], Херлет [12] -длинный p-i-n переход / $L_i \gg L_D$ /.



Если приложенное напряжение меньше, чем соответствующее уравнению /27/, то ток зависит от напряжения по закону Ома. Когда приложенное напряжение достигает порога, необходимого для установления диффузионного решения, а именно:

$$V_D = 2\frac{kT}{q}\left(\frac{L_i}{2L_D} + e^{\frac{L_i}{L_D}}\right), \qquad /28/$$

то ток нарастает быстрее, чем по линейному закону. Дополнительное напряжение $\frac{kT}{q}\frac{L_i}{L_D}$ в уравнении /28/ по сравне-

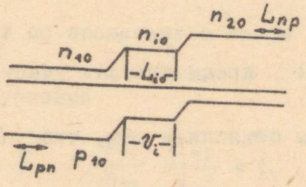
ние с уравнением /27/ учитывает падение напряжения на переходах, которое необходимо для увеличения концентрации свободных носителей тока на концах образца в $e^{\frac{L_i}{2L_D}}$ раз.

При напряжениях $V > V_D$ ток зависит от напряжения экспоненциально:

$$J = \frac{n_{i0}\,\mu\,kT}{L_D}\, e^{\frac{q\Delta V}{kT}}, \qquad /29/$$

где $\Delta V = \frac{1}{2}\left[V - 2\frac{kT}{q}\left(\frac{L_i}{2L_D} + e^{\frac{L_i}{2L_D}}\right)\right]$.

8. Холл [10], Херлет [12] и Кляйнман [2] - p-i-n переход, $L_i \leq L_D$. /Низкий уровень инжекции/.



Напряжение на i -области в этом случае $< \frac{kT}{q}$ и им можно пренебречь.

$$J = \frac{n_{i0}\,q\,L_i}{\tau}\, e^{\frac{qV}{2kT}} + kT\left[\frac{n_{20}\mu_n}{L_{np}} + \frac{n_{10}\mu_p}{L_{pn}}\right] e^{\frac{qV}{kT}}, \qquad /30/$$

где первый член в правой части равенства преобладает, если

рекомбинация происходит преимущественно в i-области, и преобладает второй, если в n- и p-областях.

Чойк и Патрик [13] применили указанную модель для объяснения вольт-амперных характеристик люминесцирующих переходов, случайно образовавшихся в технических кристаллах карбида кремния. На отдельных участках экспериментальные зависимости можно представить формулой

$$J \sim e^{\frac{qV}{mkT}}, \qquad /31/$$

где $m = 2$ при температуре близкой к комнатной, $m \approx \frac{3}{2}$ при температуре порядка 500^{0} К и $m = 1$ при температуре порядка 700^{0} К.

Участок с $m = 1$ предшествовал участку с $m = 2$. Первый из них авторы объясняли тем, что i-область имеет электронную проводимость /хотя и существенно меньшую, чем n-область/, и такая структура при малых токах работает как обычный p-n переход. Рассмотренная модель становится применимой при больших токах, когда концентрация инжектированных носителей превышает концентрацию свободных электронов в невозбужденном i-слое.

Гриб [14] подробно исследовал вольт-амперные характеристики выращенных переходов в карбиде кремния, проявлявших люминесцентные свойства. В широком диапазоне температур они описывались уравнением /31/, где $m=2$. Для их объяснения была привлечена также рассмотренная модель.

§ 3. Смешанный случай

Рассмотрим модели, в которых ток в одной части образца является дрейфовым, в другой - диффузионным.

9. Кляйнман [2] - p-i-n переход, $L_i < L_p$ ./Высокий уровень инжекции/. Предполагается, что ток рекомбинации в i-области мал по сравнению с током в n- и p-областях и что выполнено условие

$$\gamma_\infty^2 = \frac{p_{10}}{n_{20}} \frac{L_{np}}{L_{pn}} = 1. \qquad /32/$$

При больших токах становится существенным поле в i-области, и ток приобретает дрейфовый характер. Приравняем его току инжекции электронов в p-область:

$$J_n = n_i q \mu_n \frac{V_i}{L_i} = \frac{kT}{q L_{np}} n_2 q \mu_n . \qquad /33/$$

Выразим n_i и n_2 через ΔV:

$$n_i = n_{i0} e^{\frac{q\Delta V}{kT}},$$

$$n_2 = n_{20} e^{\frac{2q\Delta V}{kT}} \qquad /34/$$

Подставив эти значения в уравнение /33/, после несложных преобразований получим:

$$J_n = \frac{n_{i0}^2}{n_{20}} \frac{L_{np}}{L_i^2} \mu_n \frac{q^2 V_i^2}{kT} . \qquad /35/$$

Пороговой ток, выше которого $V_i > \frac{kT}{q}$,

$$J_{no} = \frac{n_{i0}^2}{n_{20}} \frac{L_{np}}{L_i^2} \mu_n kT = n_{10} \frac{L_{pn}}{L_i^2} \mu_n kT \qquad /36/$$

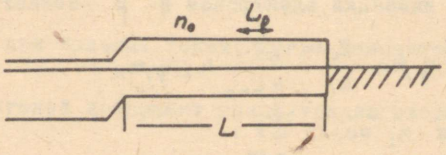
с учетом дырочного тока

$$J = J_n + J_p = J_o \left(\frac{qV}{kT} \right)^2 , \qquad /37/$$

где $$J_o = (B+1) n_{10} \mu_p \frac{L_{pn} kT}{L_i^2} .$$

Это и есть формула Кляйнмана. В том случае, если $\gamma_\infty^2 \neq 1$, квадратичная зависимость тока от напряжения на i -области появляется при $V_i > 2 \frac{kT}{q} \ln \gamma_\infty$.

10. Стафеев [15] - длинный полупроводник - плотность носителей фиксирована на одном из концов / $L >> L_D$ /.



Стафеев рассмотрел длинный полупроводник n-типа с инжектирующим контактом, с одной стороны, и металлическим контактом, с другой. Концентрация электронов на границе с металлом считалась постоянной и равной n_0. Диффузный ток преобладает во всем образце, за исключением конца, прилегающего к металлическому контакту, где на длине порядка L_D ток течет дрейфовый.

Пороговое напряжение, выше которого преобладает диффузионный ток в образце длиной L:

$$V_0 = \frac{kT}{q} e^{\frac{L}{L_D}} . \qquad /38/$$

При таком напряжении

$$n = n_0 e^{\frac{L-x}{L_D}} , \qquad /39/$$

$$J_0 \approx \frac{V_0}{2L_D} n_0 q \mu_n = \frac{kT}{qL_D} e^{\frac{L}{L_D}} n_0 q \mu_n . \qquad /40/$$

Если ток увеличивается, то падение напряжения на той части образца, где течет диффузионный ток, остается равным V_0, в то время как плотность носителей возрастает

$$J = J_0 \frac{n_i}{n_0} = \frac{kT}{qL_D} e^{\frac{L}{L_D}} n_i q \mu_n , \qquad /41/$$

откуда:

$$n_i = J \left(\frac{kT}{L_D} \mu_n e^{\frac{L}{L_D}} \right)^{-1} . \qquad /42/$$

Поэтому на конце, прилегающем к металлическому контакту, длиной порядка L_D, концентрация электронов спадает от n до n_0. Падение напряжения в этой области

$$V = \frac{J}{q\mu_n} \int_0^{L_D} \frac{dx}{n(x)} . \qquad /43/$$

Примем линейную аппроксимацию для распределения плотности электронов на этой длине

$$n(x) = n_0 + \frac{n_1 - n_0}{L_D} x . \qquad /44/$$

Проинтегрировав уравнение /43/ с учетом /44/, получим:

$$V = \frac{J_0 L_D}{n_0 q \mu_n} \ln \frac{J}{J_0} = \frac{V_0}{2} \ln \frac{J}{J_0} . \qquad /45/$$

Для $n_1 \gg n_0$, используя уравнение /41/, получим:

$$V = \frac{J_0 L_D}{n_0 q \mu_n} \ln \frac{J}{J_0} = \frac{V_0}{2} \ln \frac{J}{J_0} , \qquad /46/$$

$$J = J_0 e^{\frac{2V}{V_0}} .$$

Точные формулы Стафеева:

$$J = \frac{J_0}{4} e^{\frac{2V}{V_0}} \quad \text{при} \quad b = 1, \qquad /47/$$

$$J = \frac{J_0}{2} e^{\frac{V}{V_0}} \quad \text{при} \quad b \ll 1, \qquad /48/$$

$$J = 2\left[\frac{J_0}{4(b+1)}\right]^{\frac{1}{b}} e^{\frac{V}{2V_0}} \quad \text{при} \quad b \gg 1. \qquad /49/$$

11. Лейдерман, Карагеоргий-Алкалаев [16], Рыжиков, Павличенко, Кмита [17] - длинный p-n-n^+ переход /полупроводник с асимметричными контактами/.

В указанных работах рассматривается переходный участок

вольт-амперных характеристик от случая, когда в полупроводнике преобладает диффузионный ток /Холл [10] , Херлет [12], $J \sim e^{\frac{qV}{2kT}}$ /, к случаю, когда преобладает дрейфовый ток /Рашба, Толпыго [7], $J \sim V^2$ /, если концентрации свободных носителей в p и n^+ областях резко различаются. Предполагается, что концентрация инжектированных в n -область свободных носителей тока намного больше равновесной концентрации электронов.

Если концентрация инжектированных в n -область свободных носителей тока на границе с n^+-областью превышает концентрацию инжектированных носителей на границе с p -областью, то

$$J = J_c \, e^{\frac{qV}{CkT}}, \qquad /50/$$

где, в зависимости от конкретных параметров,

$$C = \frac{2b+1}{b+1},$$

$$C = \frac{2+b}{b+1},$$

$$C = \frac{1}{2(b+1)} e^{\frac{W}{L_p}}, \qquad /51/$$

$$C = \frac{b}{b+1} \operatorname{ch} \frac{W}{L_p},$$

$$C = \frac{1}{b+1} \left(b \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} + b + 2 \right).$$

Выражений для J_c мы не приводим из-за их громоздкости.

Если концентрация инжектированных в n-область свободных носителей тока на границе с n^+-областью меньше концентрации инжектированных носителей на границе с p-областью, то этому участку может предшествовать зависимость тока от напряжения вида

$$J = a\,(V - V_1)^4, \qquad /52/$$

где a и V_1 сравнительно слабо зависят от J.

В работе [17] анализируется зависимость интенсивности излучения от плотности тока длинных p-n-n^+ переходов при условии, что рекомбинация является мономолекулярной / $\sim n$ или $\sim p$ / или бимолекулярной / $\sim np$ /. Полученные результаты представлены в виде обширных таблиц. Поясним кратко идею выкладок на примере короткого p-i-n перехода.

В i-области

$$n_i \approx p_i \sim e^{\frac{qV}{2kT}}, \qquad /53/$$

в то время как на границах p и n-областей концентрация инжектированных неосновных носителей увеличивается с рос-

том напряжения быстрее:

$$n_p \sim p_n \sim e^{\frac{qV}{kT}}. \qquad /54/$$

Во всех цитированных работах рассмотрены случаи малого уровня инжекции в p- и n-(n^+-) контакты, то есть когда концентрация инжектированных неосновных носителей намного меньше основных.

Кроме того, обычно делается предположение, что интенсивность излучательной рекомбинации гораздо меньше безизлучательной. Если рекомбинационный ток в i -области преобладает, то $J \sim e^{\frac{qV}{2kT}}$

и , как легко видеть из уравнений /53,54/, интенсивность излучательной мономолекулярной рекомбинации в i -области $B_{iм} \sim J$, а в p- и n -областях $B_{pм} \sim B_{nм} \sim J^2$.

Интенсивность излучательной бимолекулярной рекомбинации в i -области и в p- и n-областях $B_{iб} \sim B_{nб} \sim B_{pб} \sim J^2$/так как $B_б \sim np$, а в n- и p-областях концентрация основных носителей остается неизменной/* .

Если преобладает рекомбинационный ток в p- или в n-области,

---

* В работе [17] $B_{n+б} \sim B_{pб} \sim J^4$,что является ошибкой.

то $J \sim e^{\frac{qV}{kT}}$ и $B_{im} \sim J^{\frac{1}{2}}$, $B_{pm} \sim B_{nm} \sim J$, а $B_{i\delta} \sim B_{p\delta} \sim B_{n\delta} \sim J$.

Эти результаты можно обобщить формулой

$$B \sim J^{\xi}, \qquad /55/$$

где в зависимости от конкретных условий $\xi = \frac{1}{2}, 1$ или 2.

Такие же значения характерны и для длинного $p-n-n^+$ перехода.

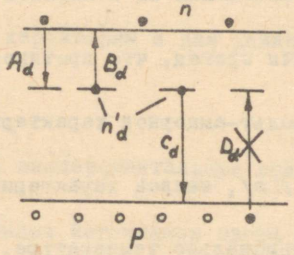
В работе [17] экспериментальные вольт-амперные характеристики инжекционных источников света сравнивали с теоретическими. При соответствующем выборе параметров /μ_n, μ_p, коэффициента прилипания электронов, коэффициента прилипания дырок и т.д./ удавалось получить количественное согласие теории с экспериментом.

Как отмечалось в одной из указанных работ [16], на переходном участке вольт-амперной характеристики должна наблюдаться очень сильная зависимость силы тока от величины поперечного магнитного поля при фиксированном напряжении. Эта зависимость связана с изменением диффузионной длины свободных носителей тока в магнитном поле. На кремниевых диодах величина тока изменялась более чем на порядок при

помещении диодов в магнитное поле напряженностью в несколько тысяч эрстед.

Проведенные нами опыты показали, что ток карбидокремниевых инжекционных источников света практически остается неизменным при помещении их в магнитное поле напряженностью в четыре тысячи эрстед, что противоречит выводам теории. На участке вольт-амперной характеристики, апроксимируемом уравнением /5о/, наклон характеристики должен увеличиваться пропорционально температуре. Из опытов, проведенных в широком интервале температур, следует, что он почти не изменяется, что также противоречит теории.

§ 4. Рекомбинация с учетом изменения зарядового состояния примесных центров



Следуя работам [6,18], рассмотрим процесс рекомбинации через доноры, которые имеют один энергетический уровень, расположенный ближе к зоне проводимости, чем к валентной. При возбуждении в стационарном состоянии количество электронов, локализующихся на данном энергетическом уровне в единицу времени, равно числу делокализующихся электронов. Поэтому вероятность захвата электрона /A_d/ и дырки /C_d/ таким центром, а также вероятности термического выброса электронов в зону проводимости / B_d / и заброса на центр

электрона из валентной зоны / $\mathcal{D}_\alpha$ / связаны соотношением

$$(A_\alpha n + \mathcal{D}_\alpha N_v)(N_\alpha - n'_\alpha) = n'_\alpha (C_\alpha p + B_\alpha N_c); \qquad /56/$$

N_α - концентрация доноров в единице объема;

n'_α - количество электронов на донорах. Вероятности переходов связаны с параметрами центров следующими соотношениями:

$$A_\alpha = v_n \sigma_{n\alpha}\ ;\ C_\alpha = v_p \sigma_{p\alpha}\ ;\ B_\alpha = A_\alpha e^{-\frac{E_\alpha}{kT}}\ ;\ \mathcal{D}_\alpha = C_\alpha e^{-\frac{E_g - E_\alpha}{kT}}, \qquad /57/$$

где v_n, v_p - тепловые скорости свободных электронов и дырок;

$\sigma_{n\alpha}, \sigma_{p\alpha}$ - сечения захвата электронов и дырок донором;

E_α - энергия уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости;

E_g - ширина запрещенной зоны.

В уравнении /56/ членом $\mathcal{D}_\alpha N_v$ можно пренебречь по сравнению с $A_\alpha n$ при всех практически интересных возбуждениях. В случае излучательной рекомбинации это означает, что мы пренебрегли тепловым излучением тела по сравнению с люминесцентным. Решим уравнение /56/ относительно n'_α :

$$n'_\alpha = N_\alpha \left(1 + \gamma_\alpha \frac{p}{n} + \frac{n_\alpha}{n}\right)^{-1}, \qquad /58/$$

где

$$\gamma_\alpha = \frac{C_\alpha}{A_\alpha} \approx \frac{\sigma_{p\alpha}}{\sigma_{n\alpha}}\ ;$$

$n_d = N_c e^{-\frac{E_d}{kT}}$ – концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с E_d.

Поток рекомбинации через эти центры:

$$J_d = n'_d C_{dp} = N_d \left(\frac{1}{A_{dn}} + \frac{1}{C_{dp}} + \frac{n_d}{C_{dpn}} \right)^{-1}. \qquad /59/$$

До сих пор мы рассматривали процессы рекомбинации, при которых преобладал первый член суммы, стоящий в знаменателе правой части уравнения /59/ / $\tau = const.$ /, или последний член / $\tau = \frac{1}{\alpha n}$ /. Рассмотрим теперь случаи, когда существенным становится второй член суммы и когда заряд глубоких доноров полностью скомпенсирован мелкими акцепторами, то есть $N_d = N_a$ и энергия активации акцепторов $E_a \ll kT$. При этом акцепторы не играют существенной роли в процессе рекомбинации.

12. Ламперт [19,20] - длинный изолятор.

В условиях термодинамического равновесия доноры ионизованы и положительно заряжены. При небольшой инжекции свободных носителей заряда они остаются в основном ионизованными. При захвате электронов такие центры являются притягивающими и поэтому время жизни свободных электронов мало. Если

донорный уровень настолько глубок, что при таких уровнях инжекции $n >> n_d$, то в уравнении /58/ можно пренебречь первым и последним членами суммы. С учетом уравнения /59/ и того, что $\tau = \frac{n}{J}$, определим время жизни электронов при малом уровне инжекции:

$$\tau_{n_M} = \frac{1}{A_d N_d} . \qquad /60/$$

Основная часть инжектированных электронов оказывается захваченной на доноры, в то время как инжектированные дырки остаются свободными, ибо их время жизни велико. /Во-первых, они захватываются на нейтральные центры, во-вторых, при малых уровнях инжекции концентрация неионизированных доноров мала./ В результате электроны, плотность которых существенно меньше плотности дырок, лимитируют прохождение тока через образец. Заметный ток появляется в том случае, когда электроны, дрейфующие в электрическом поле, успевают за время жизни сместиться на длину образца

$$\bar{v}_{дрейф} \cdot \tau_{n_M} \approx \mu_n \frac{V}{L} \tau_{n_M} \geq L. \qquad /61/$$

Отсюда можно определить граничное напряжение, при котором появляется заметный ток. Точное значение Ламперта:

$$V_{гр.} = \frac{L^2}{2\mu_n \tau_{nм}} . \qquad /62/$$

При высоком уровне инжекции, когда концентрации инжектированных носителей превышают концентрацию доноров $n \approx p \gg N_d$ в уравнении /58/ можно пренебречь вторым членом суммы по сравнению с первым, так как $\gamma_d \approx \frac{\sigma_{pd}}{\sigma_{nd}} \approx 10^{-2} \ll 1$.

В этом случае $n'_d \approx N_d$ и

$$\tau_{nв} = \frac{1}{c_d N_d} = \frac{\tau_{nм}}{\gamma_d} = \tau_{pв} . \qquad /63/$$

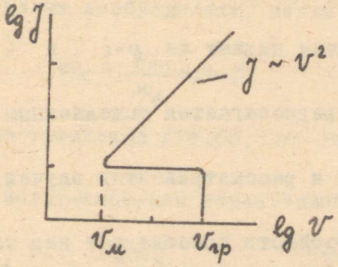
В результате напряжение на образце снижается до величины

$$V_м = \frac{L^2}{2\mu_n \tau_{nв}} \qquad /64/$$

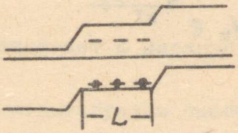
при сравнительно небольшом изменении тока через образец. На вольт-амперной характеристике при этом появляется участок отрицательного сопротивления.

Время жизни электронов при высоком уровне инжекции увеличивается примерно на два порядка, и диэлектрик ведет себя подобно полупроводнику с эквивалентной плотностью термически освобожденных носителей N_d /так как дырки, локализованные ранее на донорах, теперь оказались в валентной зоне/. На этом участке характеристики

$$J \approx \frac{N_d q \mu_n \mu_p \tau_{nв} V^2}{L^3}. \qquad /65/$$



13. Николаев [21], Николаев, Фок [6] - короткий p-i-n переход.



Рассматривается короткий p-i-n переход, у которого в i-области, как и в предыдущей модели, содержатся глубокие доноры и мелкие акцепторы в разных концентрациях. Длина

i -области намного меньше диффузионных длин электронов и дырок в этой области. При не слишком больших уровнях инжекции в i-области течет диффузионный ток и основная часть приложенного напряжения падает на p-i и i-n переходах. В i-области предполагается выполненным уравнение электронейтральности и рассматривается случай, когда ток рекомбинации в этой области преобладает над током рекомбинации в p- и n-области и током рекомбинации в областях объемного заряда.

Так же, как и в случае обычного короткого p-i-n перехода

$$np = N_c N_v e^{\frac{qV - E_g}{kT}} . \qquad /66/$$

Если $N_d \gg n_d$, /67/

то в уравнении электронейтральности необходимо учитывать заряды, локализованные на донорах:

$$n + n'_d = p. \qquad /68/$$

Остановимся сначала на случае малого уровня инжекции, когда концентрация свободных электронов намного меньше концентрации локализованных. Тогда уравнение /68/ с учетом

уравнения /58/ примет вид:

$$n'_d = \frac{N_d n}{n + \gamma_d p + n_d} = p. \qquad /69/$$

При самых малых возбуждениях, когда $n + \gamma_d p \ll n_d$,

$$n'_d = \frac{N_d}{n_d} n = p. \qquad /70/$$

Исключив из уравнений /70,66,59/ n, p, n'_d, получим выражение для вольт-амперной характеристики:

$$J = q L \frac{C_d N_d}{n_d} N_c N_v e^{\frac{qV - E_g}{kT}} \qquad /71/$$

Здесь мы учли, что плотность тока рекомбинации

$$J = I q L. \qquad /72/$$

Глубокие донорные уровни при этом работают как мелкие ловушки электронов и вольт-амперная характеристика с точностью до постоянной совпадает с характеристикой p-n перехода.

На этом участке концентрация свободных электронов и дырок возрастает с увеличением напряжения, причем $n \sim p$.

Начиная с некоторого напряжения второй член суммы в уравнении /69/ становится преобладающим, если $\gamma_d p \gg n$, или с учетом уравнения /70/:

$$N_d \gg \frac{n_d}{\gamma_d}. \qquad /73/$$

В таком случае уравнение /69/ приобретает вид

$$n'_{\alpha} = \frac{N_{\alpha}}{\gamma_{\alpha}} \frac{n}{P} = p \qquad /74/$$

и ток зависит от напряжения по закону

$$J = q L C_{\alpha}^{\frac{1}{3}} (A_{\alpha} N_{\alpha} N_c N_v)^{\frac{2}{3}} e^{\frac{qV - E_g}{kT}} . \qquad /75/$$

На этом участке характеристики $n \sim p^2$, поэтому по мере увеличения напряжения первый член суммы в уравнении /69/ нарастает быстрее второго и с некоторого напряжения становится преобладающим. Тогда

$$n'_{\alpha} = N_{\alpha} = p \qquad /76/$$

и концентрация свободных электронов экспоненциально увеличивается с ростом напряжения. При этом

$$J \approx q L C_{\alpha} N_{\alpha}^2 \approx const. \qquad /77/$$

Этот участок характеристики наблюдается, если

$$\gamma_{\alpha} \ll 1 . \qquad /78/$$

Наконец, концентрация свободных электронов возрастает настолько, что $n \gg N_{\alpha}$ и осуществляется режим высокого уровня инжекции. При этом уравнение /68/ приобретает вид

$$n \approx p \qquad /79/$$

и ток зависит от напряжения по обычному для $p-i-n$

перехода закону

$$J = qLC_d N_d (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{qV - E_g}{kT}} . \qquad /80/$$

Итак, при большом содержании глубоких примесей / $N_d \gg \frac{n_d}{\gamma_d}$ / вольт-амперная характеристика короткого $p-i-n$ перехода может быть представлена формулой /31/, где по мере увеличения напряжения постоянная m последовательно принимает значение $m = 1;\ \frac{3}{2};\ \infty;\ 2$.

Если в i-области содержится H типов различных доноров и Q типов акцепторов, то уравнение электронейтральности принимает вид /81/

$$n + \sum_{i=1}^{Q} N_i \left(1 + \frac{p}{\gamma_i n + p_i}\right)^{-1} = p + \sum_{i=1}^{H} \left(1 + \frac{n}{\gamma_j p + n_j}\right)^{-1},$$

где

$$\gamma_i = \frac{A_i}{C_i},$$

$$p_i = N_v e^{-\frac{E_g - E_i}{kT}} .$$

Полный поток рекомбинации в i-области является суммой потоков через все центры:

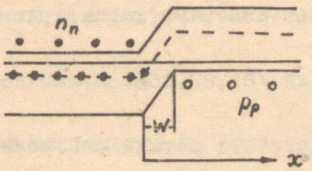
$$J = \sum_{i=1}^{Q} N_i \left(\frac{1}{A_i n} + \frac{1}{C_i p} + \frac{p_i}{A_i n p}\right)^{-1} + \sum_{j=1}^{H} N_j \left(\frac{1}{A_j n} + \frac{1}{C_j p} + \frac{n_j}{C_j p n}\right)^{-1} . \qquad /82/$$

Если параметры примесей известны / $N_d, \sigma_{nd}, \sigma_{pd}, E_d$ /, то можно определить вольт-амперную характеристику, исключив n и p из уравнений /81,82,66/. В люминесценции существенной является зависимость потока рекомбинации через из-

лучательный центр от общего протекающего тока. Для того, чтобы найти эту зависимость, достаточно из уравнений /81, 82,59/ исключить n и p.

Можно показать, что в таких полупроводниках, как карбид кремния и фосфид галлия, практически всегда существенно накопление зарядов на активаторах люминесценции и на глубоких примесных центрах, образованных побочными примесями. Этими обстоятельствами можно объяснить появление участков на вольт-амперных характеристиках инжекционных источников света с $m = \frac{3}{2}$ [13, 22,23]. В работе [23] вольт-амперная характеристика, удовлетворяющая уравнению /75/ с точностью до постоянной величины, наблюдалась в широком диапазоне токов и температур на инжекционных источниках света из фосфида галлия.

14. Сах,Нойс,Шокли [24]- рекомбинация в области объемного заряда p-n перехода.



Рассмотрим p-n переход в материале, содержащем глубокую донорную примесь в не слишком большой концентрации, так что локализованными на ней зарядами можно пренебречь. Примем линейную аппроксимацию распределения потенциала в области объемного заряда при прямом смещении:

$$\varphi(x) = (\varphi_0 - qV)\frac{x}{W}, \qquad /83/$$

где φ_0 - контактная разность потенциалов.

Так же, как в случае короткого p-i-n перехода, будем полагать, что в области объемного заряда справедливо уравнение /66/. Концентрации свободных носителей тока в области объемного заряда в таком случае будут распределены следующим образом:

$$n = n_n e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}},$$

$$p = p_p e^{\frac{\varphi(x) - (\varphi_0 - qV)}{kT}}. \qquad /84/$$

Подставим эти значения в уравнение /59/. С учетом того, что

$$p_p n_n e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2, \qquad /85/$$

где n_i - собственная концентрация свободных носителей, найдем плотность тока рекомбинации в области объемного заряда:

$$J = qN_d \int_0^W \left(\frac{1}{A_d n_n} e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} + \right. \qquad /86/$$

$$\left. + \frac{1}{C_d p_p} e^{-\frac{\varphi(x) + (\varphi_0 - qV)}{kT}} + \frac{n_d}{C_d N_c N_v e^{\frac{qV - E_g}{kT}}} \right)^{-1} dx .$$

Выражение в круглых скобках зависит от координаты, в то время как последний член суммы постоянен. Можно легко найти значение $\varphi_м$, где выражение в круглых скобках минимально. Для этого вычислим производную и приравняем ее нулю. В результате получим

$$e^{\varphi_м(x)} = \sqrt{\frac{An_n}{Cp_p} e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}} . \qquad /87/$$

При достаточно больших напряжениях, когда

$$V > \frac{1}{q} \left(E_g - 2E_d + kT \ln \frac{A_d}{C_d} \right), \qquad /88/$$

выражение в круглых скобках превышает последний член суммы при $\varphi = \varphi_м$, а, следовательно, при всех значениях φ. В этом случае подинтегральное выражение в уравнении /86/ имеет резкий максимум при $\varphi = \varphi_{мин.}$ и, следовательно, тот участок p-n перехода, где φ изменяется от $\varphi_м - kT$ до $\varphi_м + kT$ шириной

$$\Delta x \approx \frac{\Delta\varphi}{\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{\varphi_m}} \approx \frac{2kT\,W}{\varphi_0 - qV} \qquad /89/$$

дает основной вклад в интеграл. Поэтому можно приближенно оценить интеграл /86/, опустив последний член суммы, положив $\varphi = \varphi_m$ и заменив интегрирование умножением на Δx :

$$J = q\,n_i\,W\sqrt{N_d A_d N_d C_d}\cdot\frac{kT}{\varphi_0 - qV}\,e^{\frac{qV}{2kT}} = \qquad /90/$$

$$= \frac{q\,n_i\,W}{\sqrt{\tau_n \tau_p}}\,\frac{kT}{\varphi_0 - qV}\,e^{\frac{qV}{2kT}},$$

где $\tau_n = \frac{1}{A_d N_d}$, $\tau_p = \frac{1}{C_d N_d}$ – времена жизни неосновных носителей тока при рекомбинации на донорной примеси.

Если условие /88/ не выполняется, то на значительной части p-n перехода основным является последний член суммы в уравнении /86/ и ток зависит от напряжения по закону:

$$J = \frac{q\,n_i^2\,W}{n_d}\,N_d C_d\,e^{\frac{qV}{kT}} = \frac{q\,n_i^2\,W}{n_d\,\tau_p}\,e^{\frac{qV}{kT}}. \qquad /91/$$

Согласно результатам работы [24] более точная зависимость:

$$J = \frac{q\,n_i\,W}{\sqrt{\tau_p \tau_n}}\,\frac{kT}{\varphi_0 - qV}\,2\,sh\frac{qV}{2kT}\,f(b), \qquad /92/$$

где $f(b)=\int_{z_1}^{z_2}\frac{dz}{z^2+2bz+1}$; $z_{1,2}=\left(\frac{\tau_p}{\tau_n}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\mp\frac{\varphi_0-qV}{2kT}}$,

$$b=e^{-\frac{qV}{2kT}}\,ch\left(\frac{2E_d-E_g}{2kT}+\frac{1}{2}\ln\frac{\tau_p}{\tau_n}\right).$$

Заметим, что ширина области объемного заряда $W\sim(\varphi_0-qV)^{\frac{1}{2}}$ в случае резкого перехода и $W\sim(\varphi_0-qV)^{\frac{1}{3}}$ в случае диффузионного. Поэтому, если аппроксимировать вольт-амперную характеристику уравнением /31/, то $m\neq1$ и $m\neq2$.

Лымар и Поликанов [22] применили теорию рекомбинации в области объемного заряда для объяснения экспоненциальной части вольт-амперной характеристики эпитаксиальных p-n переходов в карбиде кремния. При комнатной температуре $m=2$, при 593 ^{0} К $m=\frac{3}{2}$. Убедительное согласие с экспериментом получалось в том случае, если полагали $E_d=0{,}75$ эв , $\sqrt{\tau_n\tau_p}=3{,}8\cdot10^{-10}$ сек.

В другой работе [25] те же авторы и Жукова сравнивают люмен-амперные характеристики таких же источников с расчетом, проведенным в предположении, что излучательная рекомбинация идет в области объемного заряда. Сравнение с экспе-

рименто́м они проводят при более слабых токах, чем при анализе вольт-амперных характеристик, и глубину залегания уровня, ответственного за безизлучательную рекомбинацию, полагают равной 0,8 эв. Из эксперимента интенсивность излучения $I \sim J^{\frac{3}{2}}$, что близко к расчетной зависимости.

З а к л ю ч е н и е

Итак, мы провели анализ четырнадцати моделей двойной инжекции, кратко остановившись на применениях той или иной модели для объяснения экспериментальных зависимостей. Уже такой беглый обзор позволяет заметить, что хорошего согласия теории с экспериментом можно достигнуть, применяя разные модели для объяснения характеристик инжекционных источников света, изготовленных из одного и того же материала, если должным образом подобрать входящие в формулы параметры. Поэтому, как нам кажется, более строго следует подходить к вопросу о выборе той или иной модели при интерпретации экспериментальных результатов, непременно проверяя справедливость ее применения в широком диапазоне токов, температур, магнитных полей и т.д. и сопоставляя с другими возможными моделями.

Литература

1. M.A. Lampert, RCA Rev., 20, 682, 1959.

2. D.A. Kleinman, Bell System Tech. J., 35, 685, 1956.

3. A. Herlet, Z. Naturforsch., 11, 498, 1956.

4. A. Rose, J. Appl. Phys., 35, 2664, 1964, N 9.

5. R.H. Parmenter, W. Ruppel, J. Appl. Phys., 30, 1548, 1959.

6. Ю.Н. Николаев, М.В. Фок, Труды Физического Института им. П.Н. Лебедева, сб. "Электролюминесценция", 1968.

7. Е.И.Рашба, К.Б.Толпыго, ЖТФ,25,1335,1955.

8. M.A. Lampert,A.Rose, Phys. Rev., 121, 26, 1961.

9. A.K. Jonscher, J. Electron. Control, 5, 226, 1958.

10. R.N. Hall, Proc. IRE, 40, 1512, 1952.

11. A.K. Jonscher, J. Electron. Control, 5, 1, 1958.

12. A. Herlet, E. Spenke, Z. Angew. Phys., 3, 149, 1955.

13. L. Patrick, J. Appl. Phys., 28, 765, 1957, N 7.

14. C.A.A.J. Greebe, Philips Research Reports, Supplement N 1, 1963.

15. В.И.Стафеев, ЖТФ, 28, 163,1958.

16. А.Д.Лейдерман, П.М.Карагеоргий-Алкалаев, Рад. и электр., № 4,720,1965.

17. И.В.Рыжиков,В.И.Павличенко, Т.Г.Кмита, Радиотехника и электроника,12,848,1967, №5.

18. W. Shockley, W. Read, Phys. Rev., 87, 835, 1952.

19. M.A. Lampert, Proc. IRE, 50, 1781, 1962.

20. М.А.Лампорт, ТИРИ, 50, 1820,1962,№8.

21. Д.Н.Николаев, Тезисы докладов на II Совещании по электролюминесценции,Днепропетровск, стр.52, 1967.

22. Г.Ф.Лымар,Д.В.Поликанов, Сб.Карбид кремния, Киев, стр.232,1966.

23. R.A. Logan, M. Gershenzon, F.A. Trumbore, H.G. White, Appl. Phys. Letters, 6, N 6, 113, 1965.

24. C.T. Sah, A. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, 45, N 9, 1228, 1958.

25. Д.В.Поликанов,Г.Ф.Лымар , Л.М.Жукова, ФТТ,№6, 1948, 1966.

О ПРОЦЕССАХ ИОНИЗАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.А.Чуенков

Изучение процессов ионизации и рекомбинации в твердых телах в сильном электрическом поле представляет как чисто физический, так и практический интерес. Без ясного представления об этих процессах невозможно понять такие явления, происходящие в твердых телах при помещении их в сильное электрическое поле, как отклонение от закона Ома /зависимость электропроводности от электрического поля/, пробой, электролюминесценция, взаимодействие лазерного излучения с веществом и т.д.

§ 1. Ионизационные процессы в твердых телах

Ионизационные процессы можно разделить на два типа.

1. Ионизационные процессы, для количественного описания которых не требуется знать функцию распределения электронов в сильном электрическом поле. К таким процессам относятся:

а/ непосредственное вырывание полем электронов из валентной зоны в зону проводимости. Число электронов, проходящих в зону проводимости в единице объема в единицу времени, определяется в этом случае формулой [1]

$$n \sim \mathcal{E}^2 \exp\left[- \frac{\pi m_{\parallel}^{\frac{1}{2}}}{2q\hbar\mathcal{E}} E_g^{\frac{3}{2}} \right], \qquad /1/$$

если минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна. В /1/ приняты обозначения:

q - абсолютная величина заряда электрона;

$\hbar$ - постоянная Планка;

$m_{\parallel}$ - приведенная эффективная масса электрона и дырки в направлении электрического поля;

E_g - ширина запрещенной зоны;

$\mathcal{E}$ - напряженность электрического поля.

Если же минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны

находятся в различных точках зоны Бриллюэна, то [2]

$$n \sim \mathcal{E}^{\frac{5}{2}} \left\{ \bar{N}_{\vec{k}_0} + (1 + \bar{N}_{\vec{k}_0}) \exp\left[- \frac{4(2m_{\parallel} E_g)^{\frac{1}{2}}}{q\hbar\mathcal{E}} \hbar\omega_{\vec{k}_0} \right] \right\} \cdot \qquad /2/$$

$$\cdot \exp\left[- \frac{4(2m_{\parallel})^{\frac{1}{2}}}{3q\hbar\mathcal{E}} (E_g - \hbar\omega_{\vec{k}_0})^{\frac{3}{2}} \right],$$

где $\vec{k}_0$ – разность волновых векторов, соответствующих минимальному значению энергии в зоне проводимости и максимальному в валентной зоне;

$\hbar\omega_{\vec{k}_0}$ – энергия фонона с волновым вектором $\vec{k}_0$;

$\bar{N}_{\vec{k}_0}$ – среднее число фононов с волновым вектором $\vec{k}_0$;

б/ переход электронов из валентной зоны в зону проводимости при совместном действии термического возбуждения /получение от решетки энергии E , существенно превосходящей энергию оптического фонона $\hbar\omega_{\vec{k}_0}$ / и внешнего электрического поля. В этом случае [2]

$$n \sim \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \exp\left[- \frac{E_g}{kT} + \frac{(q\hbar\mathcal{E})^2}{24 m_{\parallel} (kT)^3} \right], \qquad /3/$$

где T – абсолютная температура.

Формула /3/ справедлива при относительно слабых полях, когда величина

$$E_g - \frac{1}{8m_{\parallel}} \left(\frac{q\hbar\mathcal{E}}{kT} \right)^2 \geq 0; \qquad /4/$$

в/ непосредственное вырывание полем электронов из примесных атомов. В случае водородоподобных примесных атомов число электронов, проходящих в зону проводимости в единице объема в единицу времени, равно [3] :

$$n \sim \mathcal{E}^{\frac{1}{4}} \exp\left[-\frac{4(2m_{\parallel})^{\frac{1}{2}}}{3q^{*}\hbar\mathcal{E}} E^{*\frac{3}{2}}\right], \qquad /5/$$

где $m_{\parallel}$ - эффективная масса электрона в направлении электрического поля;

E^{*} - минимальная энергия, необходимая для перехода электрона из основного состояния примесного атома в зону проводимости;

$$q^{*} = q\,\mathcal{E}^{-\frac{1}{2}}, \qquad /6/$$

$\mathcal{E}$ - диэлектрическая проницаемость /высокочастотная/ кристалла;

г/ переход электронов из примесных атомов в зону проводимости при совместном действии термического возбуждения и внешнего электрического поля. В таком случае

$$n \sim \mathcal{E}^{\frac{5}{4}} \exp\left[-\frac{E^{*}}{kT} + \frac{(q^{*}\hbar\mathcal{E})^{2}}{24\,m_{\parallel}(kT)^{3}}\right]. \qquad /7/$$

2. Ионизационные процессы, для количественного описа-

ния которых требуется знать функцию распределения электронов в сильном электрическом поле.

К таким процессам относится ударная ионизация, для количественного описания которой необходимо знать зависимость вероятности ионизации от энергии электрона и, как было указано выше, функцию распределения электронов в сильном электрическом поле. Зависимость вероятности ионизации от энергии электрона может быть представлена в виде

$$w_i(E) = w_i(E_i)\, P_0 \left(\frac{E - E_i}{E_i}\right)^j, \qquad /8/$$

где $w_i(E_i)$ – постоянная, имеющая размерность $сек^{-1}$,

P_0 – безразмерная постоянная, вообще говоря, намного больше единицы [4],

E – энергия электрона,

E_i – пороговая энергия ударной ионизации,

j принимает значения, равные 1,2,3, в зависимости от того, является ли кристалл изотропным [5] и насколько велика его диэлектрическая проницаемость. Заметим, что формула /8/ справедлива при $E - E_i \ll E_i$.

Функция распределения электронов в сильном электричес-

ком поле с учетом различных механизмов рассеяния электронов рассчитывалась многими авторами [4-17] . В общем случае изотропная часть функции распределения, которая нужна для вычисления средней вероятности ударной ионизации, может быть записана в виде

$$f_0(E) = C \exp\left[-\int_0^E \frac{S(E',\mathcal{E},T)\,dE'}{q\mathcal{E}\ell(E')}\right], \qquad /9/$$

где C - нормировочная постоянная;

$\ell(E')$ - длина свободного пробега электрона;

$S(E',\mathcal{E},T)$ - неизвестная функция энергии электрона, напряженности электрического поля и температуры. Заметим, что $S(E',\mathcal{E},T)$ не превышает единицу.

Используя /8/ и /9/, получим среднюю вероятность ударной ионизации:

$$W_i(\mathcal{E},T) = \frac{1}{n}\int_{E_i}^{\infty} W_i(E) f_0(E) \rho(E)\,dE = \qquad /10/$$
$$= I^{-1}\sigma(\mathcal{E},T)\cdot \exp\left[-\int_0^{E_i} \frac{S(E,\mathcal{E},T)\,dE}{q\mathcal{E}\ell(E)}\right],$$

где n - концентрация электронов, $\rho(E)$ - плотность состояний, а

$$I = \int_0^{\infty} \exp\left[-\int_0^E \frac{S(E',\mathcal{E},T)\,dE'}{q\mathcal{E}\ell(E')}\right]\rho(E)\,dE \qquad /11/$$

и

$$\sigma(\mathcal{E},T)=\int_{E_i}^{\infty} W_i(E)\exp\left[-\int_{E_i}^{E}\frac{S(E',\mathcal{E},T)\,dE'}{q\mathcal{E}\,l(E')}\right]\rho(E)\,dE \qquad /12/$$

являются медленно меняющимися, по сравнению с экспонентой в /10/, функциями поля. Следовательно, зависимость средней вероятности ударной ионизации от поля определяется в основном зависимостью от поля изотропной части функции распределения при $E=E_i$, которая есть не что иное, как вероятность того, что электрон наберет в поле энергию, равную пороговой энергии ударной ионизации. Функция $S(E,\mathcal{E},T)$, входящая в выражение для вероятности ионизации, зависит от механизма, с помощью которого электрон набирает энергию в поле $\mathcal{E}$. Существуют две крайние возможности. Во-первых, электрон может получить энергию E_i постепенно, после многих столкновений с фононами, таких, однако, что в каждом из них электрон теряет в среднем энергию, меньшую той, которую он получает от поля между двумя столкновениями. Этот механизм ускорения электронов, который в дальнейшем будем называть диффузионным, исследован в [4,6-13].

В этом случае возрастание энергии электрона имеет характер диффузии по энергии, причем для валентных полупроводников, в которых электроны рассеиваются в основном на неполярных оптических колебаниях решетки / $\ell(E)$ - константа, не зависящая от энергии электрона/, функция $S(E,\mathcal{E},T)$ и вероятность ударной ионизации, найденные с помощью решения в диффузионном приближении кинетического уравнения, имеют вид /см./10/ /

$$S(E,\mathcal{E},T) \approx \frac{3\hbar\omega_0}{q\mathcal{E}\ell}\, th\, \frac{\hbar\omega_0}{2kT} < 1, \qquad /13/$$

$$W_i(\mathcal{E},T) \sim \mathcal{E}^{2j-1} exp\left[-\frac{3\hbar\omega_0 \cdot E_i\, th\, \frac{\hbar\omega_0}{2kT}}{(q\mathcal{E}\ell)^2}\right], \qquad /14/$$

где $\hbar\omega_0$ - энергия оптического фонона. Метод решения кинетического уравнения в диффузионном приближении предполагает, что $q\mathcal{E}\ell >> \hbar\omega_0$. При этом условии функция распределения электронов может быть разложена в ряд по полиномам Лежандра с оставлением двух первых членов разложения:

$$f(E,\Theta) \approx f_0(E) + f_1(E)\cos\Theta, \qquad /15/$$

где $f(\mathcal{E},\vartheta)$ - функция распределения;

$\mathcal{E}$ - энергия электрона;

ϑ - угол между вектором скорости электрона и вектором напряженности поля, $f_0(\mathcal{E}) \gg f_1(\mathcal{E})$ /изотропная часть функции распределения намного больше анизотропной/.

Во-вторых, электрон может получить энергию $\mathcal{E}_i$, пройдя случайно без столкновений путь $L = \mathcal{E}_i / q\mathcal{E}$. На этот механизм ускорения электронов было указано еще в работах Таунсенда по электрическому разряду в газах /такой механизм ускорения электронов будем в дальнейшем называть таунсендовским/. Таунсендовский механизм ускорения электронов был использован для описания ударной ионизации в полупроводниках в работах [18-20]. В этом случае вероятность ударной ионизации пропорциональна вероятности для электрона пройти без столкновений путь $L = \mathcal{E}_i / q\mathcal{E}$, то есть

$$W_i(\mathcal{E},T) \sim \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{q\mathcal{E}\ell}\right), \qquad /16/$$

где ℓ - средняя длина свободного пробега электрона. До последнего времени считалось, что зависимость типа /16/ не

может быть получена из решения кинетического уравнения, в то время как экспериментальные данные подтверждали наличие этой зависимости в широкой области полей. Однако Барафф [14] путем численного интегрирования кинетического уравнения для ряда выбранных значений параметров и температур, близких к абсолютному нулю, а затем Келдыш [15] в аналитической форме для произвольных значений поля $\mathcal{E}$ и температуры T показали, что в случае валентных полупроводников в области полей $kT < q\mathcal{E}l \lesssim \hbar\omega_0$ кинетическое уравнение также приводит к зависимости типа /16/, если отказаться от диффузионного приближения при его решении /последнее означает, что функцию распределения надо брать не в виде /15/, а учитывать все члены разложения этой функции в ряд по полиномам Лежандра/. Действительно, как показано в [15], при $kT < q\mathcal{E}l \lesssim \hbar\omega_0$ для валентных полупроводников /см./10//

$$S(E, \mathcal{E}, T) \approx 1, \qquad /17/$$

$$w_i(\mathcal{E}, T) \sim \mathcal{E}^{i+1} \exp\left[-\frac{E_i}{q\mathcal{E}l}\right], \qquad /18/$$

а функция распределения $f(E,\theta)$ является резко анизотропной. Несколько более сложной оказалась задача о вычислении вероятности ударной ионизации в ионных полупроводниках. Это связано с тем, что в ионных полупроводниках, в отличие от валентных, матричный элемент, характеризующий взаимодействие электронов с оптическими фононами, не является постоянной величиной, а зависит от волнового вектора фонона. В результате получается, что в ионных полупроводниках длина свободного пробега $\ell(E)$ и функция $S(E,\varepsilon,T)$ зависят от энергии электрона, а зависимость вероятности ударной ионизации от напряженности электрического поля, как показано в [16], имеет вид

$$w_i(\varepsilon,T) \sim \varepsilon^{\eta} \exp\left[-\text{const}\cdot\varepsilon^{-\gamma(\varepsilon)}\right], \qquad /19/$$

где $\eta \approx 1$, если /см./8//

$$Z = \frac{E_i S(E_i)}{q\varepsilon \ell(E_i)}\left[\frac{S^2(E_i)\ln\frac{4E_i}{\hbar\omega_0}}{12 P_0}\right]^{\frac{1}{j}} \ll 1, \qquad /20/$$

и $\eta = 2j+2$, если $Z \gg 1$, а показатель $\gamma(\varepsilon)$ растет с ростом ε и определяется неравенствами:

$$1 < \gamma(\varepsilon) < 2, \qquad /20/$$

если $\hbar\omega_0 \gg \kappa T$, $\kappa T < q\mathcal{E}\ell(\hbar\omega_0) < \hbar\omega_0$,

а $q\mathcal{E}\ell(E_i) > \hbar\omega_0$;

$$\gamma(\varepsilon) \approx 2, \qquad /21/$$

если $q\mathcal{E}\ell(\hbar\omega_0) \gtrsim \hbar\omega_0$;

$$\gamma(\varepsilon) \approx 2, \qquad /22/$$

если $\hbar\omega_0 < \kappa T$, $q\mathcal{E}\ell(\kappa T) > \kappa T$.

Функция $S(E_i)$ /см./10// в /20/ равна

$$S(E_i) \approx \frac{3\hbar\omega_0}{q\mathcal{E}\ell(E_i)} \frac{th\,\frac{\hbar\omega_0}{2\kappa T}}{ln\,\frac{4E_i}{\hbar\omega_0}}. \qquad /23/$$

В /20/ и /23/ длина свободного пробега электрона определяется соотношением

$$\ell^{-1}(E) = \ell_0^{-1} th^{-1}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2\kappa T}\right) \frac{\hbar\omega_0}{E} ln\,\frac{4E}{\hbar\omega_0}, \qquad /24/$$

если энергия электрона E зависит от его импульса по закону

$$E(\vec{P}) = \frac{P^2}{2m}; \qquad /25/$$

и соотношением [16]

$$\ell^{-1}(E) = \ell_0^{-1} \frac{\hbar\omega_0}{E_{g/2}\, th\,\frac{\hbar\omega_0}{2\kappa T}} \frac{E^2}{E_{g/2}^2}\left(\frac{E^2}{E_{g/2}^2} - 1\right)^{-1} ln\,\frac{2E_{g/2}^2\left(\frac{E^2}{E_{g/2}^2} - 1\right)}{\hbar\omega_0 E}, \qquad /26/$$

если

$$E(\vec{P}) = E_{g/2}\left(1 + \frac{P^2}{m E_{g/2}}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad /27/$$

где m - эффективная масса электрона,

$E_{g/2}$ - полуширина запрещенной зоны, от которой ведется отсчет энергии в /26/ и /27/;

$$l_o^{-1} = \frac{q^2 m}{\hbar^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_o} - \frac{1}{\varepsilon_s}\right), \qquad /28/$$

если полупроводник имеет простую кубическую решетку, ε_o и ε_s - соответственно высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. В случае закона дисперсии /27/ характерного для полупроводников типа $A^{III} B^{V}$ в /20/ и /23/ величину $\ln \frac{4E_i}{\hbar\omega_o}$ следует заменить на величину [16]

$$\ln \frac{2E_{g/2}^2\left(\frac{E_i^2}{E_{g/2}^2} - 1\right)}{\hbar\omega_o E_i},$$

а интегрирование в /9/ проводить не от нуля, а от $E_{g/2}$. Следует подчеркнуть, что формулы /14/, /18/, /19/, /20/, /23/ справедливы в области полей, где ударная ионизация играет существенную роль. Заметим также, что все сказанное об ударной ионизации справедливо как в случае ионизации валентной зоны полупроводника, так и в случае ионизации примесных атомов.

§ 2. Рекомбинационные процессы

Рекомбинационные процессы / речь пойдет о процессах безизлучательной рекомбинации/ целесообразно, на наш взгляд, разделить по зависимости вероятности рекомбинации от энергии электрона. Возможны три случая.

1. Вероятность рекомбинации не зависит от энергии электрона. В этом случае средняя вероятность рекомбинации /усредненная по функции распределения электронов/ не зависит от напряженности электрического поля.

2. Вероятность рекомбинации растет с ростом энергии электрона. Такой случай реализуется при рекомбинации электрона с отрицательно заряженными примесными атомами. Здесь средняя вероятность рекомбинации растет с ростом напряженности электрического поля.

3. Вероятность рекомбинации уменьшается с ростом энергии электрона. В этом, наиболее часто реализующемся случае среднюю вероятность рекомбинации можно записать приближен-

но в виде [13]

$$W_n(\mathcal{E},T)=\frac{\pi}{2}\frac{(kT)^{\frac{1}{2}}}{\tau}\left\{\int_0^{\infty}\exp\left[-\int_0^{E}\frac{S(E',\mathcal{E},T)\,dE'}{q\mathcal{E}\ell(E')}\right]E^{\frac{1}{2}}dE\right\}^{-1}, \qquad /29/$$

где τ – время жизни электрона при $\mathcal{E}=0$. Из /29/ видно, что $W_n(\mathcal{E},T)$ уменьшается /см./13/,17/,/23//с ростом напряженности электрического поля.

Следует подчеркнуть, что во всех случаях вероятность рекомбинации зависит от поля существенно слабее, чем вероятность ударной ионизации.

Мы не будем касаться вопроса об излучательной рекомбинации электронов в сильном электрическом поле, ибо, как нам известно, в экспериментах по электролюминесценции рекомбинация осуществляется в основном в сравнительно слабых электрических полях.

§ 3. Зависимость концентрации электронов и дырок от напряженности электрического поля

Рассмотрим сначала электронный примесный полупроводник /рассмотрение для дырочного полупроводника аналогично/.

Стационарное значение концентрации электронов, определяемое из уравнения

$$w_i(\mathcal{E})n + g(\mathcal{E}) - w_n(\mathcal{E})n = 0, \qquad /30/$$

равно в этом случае

$$n = \frac{g(\mathcal{E})}{w_n(\mathcal{E})}\left[1 - \frac{w_i(\mathcal{E})}{w_n(\mathcal{E})}\right]^{-1}, \qquad /31/$$

где $g(\mathcal{E})$ - число электронов, рождающихся в единицу времени вследствие различных ионизационных процессов, исключая процесс ударной ионизации. В случае собственного полупроводника стационарные уравнения для концентрации электронов n и концентрации дырок p имеют вид /индекс " e " у вероятностей ионизации и рекомбинации относится к электронам, индекс " h " - к дыркам/

$$w_{ie}(\mathcal{E})n + w_{ih}(\mathcal{E})p + g(\mathcal{E}) - w_{ne}(\mathcal{E})n = 0, \qquad /32/$$

$$w_{ie}(\mathcal{E})n + w_{ih}(\mathcal{E})p + g(\mathcal{E}) - w_{nh}(\mathcal{E})p = 0, \qquad /33/$$

где $g(\mathcal{E})$ - число электрон-дырочных пар, рождающихся в единицу времени вследствие различных ионизационных процессов, исключая процесс ударной ионизации. Из /32/ и /33/

получим

$$n = \frac{g(\mathcal{E})}{w_{re}(\mathcal{E})}\left[1 - \frac{w_{ie}(\mathcal{E})}{w_{re}(\mathcal{E})} - \frac{w_{ih}(\mathcal{E})}{w_{rh}(\mathcal{E})}\right]^{-1}, \qquad /34/$$

$$p = \frac{g(\mathcal{E})}{w_{rh}(\mathcal{E})}\left[1 - \frac{w_{ie}(\mathcal{E})}{w_{re}(\mathcal{E})} - \frac{w_{ih}(\mathcal{E})}{w_{rh}(\mathcal{E})}\right]^{-1}. \qquad /35/$$

Формулы /31/,/34/,/35/справедливы для однородных полупроводников, имеющих достаточно большие размеры в направлении электрического поля. В этом случае ударная ионизация возникает, как правило, при меньших значениях напряженности электрического поля, чем другие ионизационные процессы, а потому величину $g(\mathcal{E})$ можно считать практически независящей от поля. Следовательно, до возникновения ударной ионизации зависимость концентрации электронов и дырок от поля будет осуществляться, согласно /31/,/34/,/35/, лишь за счет зависимости от поля вероятностей рекомбинации, которая появляется одновременно с разогреванием электронного /дырочного/ газа, то есть с увеличением его средней энергии в электрическом поле. По мере возрастания поля резко возрастает вероятность ударной ионизации. При полях $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_c$,

при которых выполняются условия /см./31/,/34/,/35/ /

$$\frac{w_i(\mathcal{E}_c)}{w_r(\mathcal{E}_c)} \approx 1, \qquad /36/$$

$$\frac{w_{ie}(\mathcal{E}_c)}{w_{re}(\mathcal{E}_c)} + \frac{w_{ih}(\mathcal{E}_c)}{w_{rh}(\mathcal{E}_c)} \approx 1 . \qquad /37/$$

Это приводит к резкому увеличению концентрации электронов и дырок вследствие ударной ионизации и пробою полупроводника.

В электронно-дырочном переходе стационарные значения концентрации электронов и дырок в сильном электрическом поле равны [21]/речь идет об электронно-дырочном переходе, на который наложено электрическое поле в запорном направлении/

$$n = n_0 \exp\left\{\int_0^d [\alpha_e(\mathcal{E}) - \alpha_h(\mathcal{E})]\,dz\right\} \cdot \left\{1 - \int_0^d \alpha_h(\mathcal{E}) \exp\left\{\int_z^d [\alpha_e(\mathcal{E}) - \alpha_h(\mathcal{E})]\,dz\right\} dz\right\}^{-1}, \qquad /38/$$

$$p = p_0 \left\{1 - \int_0^d \alpha_h(\mathcal{E}) \cdot \exp\left\{\int_z^d [\alpha_e(\mathcal{E}) - \alpha_h(\mathcal{E})]\,dz\right\} dz\right\}^{-1}, \qquad /39/$$

где d - ширина электронно-дырочного перехода, z - коор-

дината, n_o - концентрация электронов при $z=o$, p_o - концентрация дырок при $z=d$;

$$\alpha_e(\mathcal{E}) = \frac{w_{ie}(\mathcal{E})}{v_e(\mathcal{E})}, \quad \alpha_h(\mathcal{E}) = \frac{w_{ih}(\mathcal{E})}{v_h(\mathcal{E})} \qquad /40/$$

суть коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок, равные числу ионизаций на единице пути, $v_e(\mathcal{E})$ и $v_h(\mathcal{E})$ - скорости дрейфа электронов и дырок.

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_m\left(1-\frac{z}{d}\right), \quad \mathcal{E}_m = 2\frac{V}{d}, \quad d = \left(\frac{\varepsilon V}{2\pi q N}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad /41/$$

в резком электронно-дырочном переходе,

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_m\left[1-\left(\frac{2z}{d}\right)^2\right], \quad \mathcal{E}_m = \frac{3}{2}\frac{V}{d}, \quad d = \left(\frac{3\varepsilon V}{\pi q a}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad /42/$$

в плавном электронно-дырочном переходе,

$\mathcal{E}_m$ - максимальное поле в переходе;

V - напряжение на переходе;

ε - диэлектрическая проницаемость;

q - заряд электрона, $N = |N_g - N_a|$ - модуль разности концентраций донорных и акцепторных примесных атомов на высокоомной стороне резкого перехода, $N_g - N_a = az$ - для плавного перехода.

При $\alpha_e(\xi) = \gamma\alpha_h(\xi) = \gamma\alpha(\xi)$, где $\gamma = const.$,

вместо /38/ и /39/ получим

$$n = n_0 \frac{\exp\left[\int_0^d (\gamma-1)\alpha(\xi)d\xi\right]}{\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma-1}\exp\left[\int_0^d (\gamma-1)\alpha(\xi)d\xi\right]}, \qquad /43/$$

$$p = \frac{p_0}{\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{\gamma-1}\exp\left[\int_0^d (\gamma-1)\alpha(\xi)d\xi\right]}. \qquad /44/$$

Из /43/ и /44/ следует, что при условии

$$\int_0^d \alpha(\xi)d\xi = \frac{\ln\gamma}{\gamma-1}, \quad \frac{\ln\gamma}{\gamma-1} \to 1 \text{ при } \gamma \to 1 \qquad /45/$$

ударная ионизация приводит к резкому увеличению концентрации электронов и дырок и пробою электронно-дырочного перехода.

Отметим, что все приведенные выше соотношения для электронно-дырочных переходов справедливы при условиях:

а/ электроны и дырки не влияют на распределение поля в переходе;

б/ скорости дрейфа электронов и дырок не зависят от поля;

в/ ширина резкого электронно-дырочного перехода

$$\alpha \gg \ell \delta^{-\frac{1}{2}}, \qquad /46/$$

где ℓ - длина свободного пробега электрона, δ - средняя доля энергии, передаваемая электроном при одном столкновении с фононом.

Подводя итог, можно сказать, что приведенные выше соотношения 3. параграфа позволяют определить в стационарном случае зависимость концентрации электронов и дырок от напряженности электрического поля и оценить величину критического поля $\mathcal{E}_c$ /см. /36/, /37/, /45/, при которой имеет место интенсивная ударная ионизация и, следовательно, возможна электролюминесценция. В частности, температурная зависимость $\mathcal{E}_c$ для валентных кристаллов характеризуется соотношением

$$\mathcal{E}_c \sim \left(cth \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}}, \qquad /47/$$

если справедлива формула /14/, и соотношением

$$\mathcal{E}_c \sim cth \frac{\hbar\omega_0}{2kT}, \qquad /48/$$

если справедлива формула /18/.

В случае ионных кристаллов температурная зависимость определяется из /47/, если величина $\gamma(\mathcal{E})$ /см./19// близка к двум,и- из /48/, если $\gamma(E) \to 1$.

З а к л ю ч е н и е

Согласно современным представлениям, в основе явления электролюминесценции лежат ионизационные процессы, возникающие в твердых телах при наличии сильного электрического поля.

В настоящем обзоре сделана попытка проанализировать различные механизмы ионизации в твердых телах и их зависимость от электрического поля. Анализ показал, что в большинстве случаев, за исключением электронно-дырочных переходов с толщиной $d \lesssim 10^{-6}$ см, ударная ионизация возникает при меньших электрических полях, чем другие механизмы ионизации. Приняв ударную ионизацию за основной механизм увеличения концентрации свободных носителей, можно получить, как было показано выше, зависимость концентрации электронов и дырок от напряженности электрического поля, оценить величину критического поля, при которой возникает электролюминесценция. Следует подчеркнуть, однако, хотя это всем очевидно, что все вышеизложенное необходимо учитывать при создании

теории электролюминесценции, но что все это не есть сама теория электролюминесценции. Теория электролюминесценции должна дать прежде всего зависимость яркости электролюминесценции, а также других физических величин, характеризующих электролюминесценцию, от вероятности ударной ионизации и, в конечном счете, от напряженности электрического поля. Эта зависимость будет существенным образом определяться, на наш взгляд, условиями эксперимента, в частности, она будет определяться длительностью импульса, толщиной образца, временем жизни электронов и дырок, степенью однородности образца и т.д. Создание теории электролюминесценции с учетом всех этих факторов представляет самостоятельную задачу.

Литература

1. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ, 33, 994, 1957.

2. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ, 34, 962, 1958.

3. J.R. Oppenheimer, Phys. Rev., 31, 66, 1928.

4. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ, 34, 713, 1959.

5. W. Franz, Encycl. Phys., 17, 155, 1956.

6. Б.И.Давыдов, ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.

7. Н.Л.Писаренко, Изв.АН СССР,сер.физ., 631, 1938.

8. M.J. Druyvestein, F.M. Penning, Rev. Mod. Phys., 12, 87, 1940.

9. Б.И.Давыдов, И.И.Шмушкевич, ЖЭТФ, 10, 1043,1940.

10. P.A. Wolff, Phys. Rev., 95, 1415, 1954.

11. В.А.Чуенков, ЖТФ, 28, 470, 1958.

12. В.А.Чуенков, ФТТ, об.статей, том II, 200, 1959.

13. В.А.Чуенков, ФТТ, 2, 799, 1960.

14. G.A. Baraff, Phys. Rev., 128, 2507, 1962.

15. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ, 48, 1692, 1965.

16. В.А.Чуенков, ФТТ, 9, 48, 1967.

17. В.А.Чуенков,ФТТ, 1о, 1968, вып.3.

18. В.А. Чуенков, Изв.АН СССР, сер.физ., 2о, 1550, 1956.

19. A.G. Chynoweth, Phys. Rev., 109, 1537, 1959.

2о. W. Shockley, Czech. J. Phys., 11, 81, 1961.

21. В.А.Чуенков, ФТТ, сб.статей, том П, 2о9, 1959.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ж.И.Алферов

Электролюминесценция в гетеропереходах в полупроводниках, то есть в контактах двух кристаллов с различной шириной запрещенной зоны, - явление, включающее очень широкий круг материалов, широко используемых в технике и в физических исследованиях.

В самом деле, свечение многих кристаллофосфоров определяется процессами, происходящими на контактах типа гетеропереходов /например $ZnS-Cu_2S$ /, контакт металл-полупроводник может быть рассмотрен в качестве предельного вида гетероперехода и т.п.

Мы, с самого начала, ограничимся изложением только физических явлений и их возможных технических приложений, связанных с электролюминесценцией монокристаллических гете-

роперехо дов /то есть контактов между двумя различными полупроводниками, осуществленными в одном монокристалле/. История существования таких структур насчитывает менее 1о лет, исследования электролюминесценции в них начаты совсем недавно и их технические приложения еще не вышли из стен лабораторий.

Тем не менее, интерес к этим исследованиям весьма значителен как у нас, так и за рубежом и не только благодаря перспективности их технических приложений, но и потому, что монокристаллические гетеропереходные структуры позволяют в наиболее чистом виде исследовать физические закономерности на контакте двух различных по химической природе веществ.

§ 1. Зонные энергетические диаграммы гетеропереходов

Особенности протекания тока в гетеропереходах

Впервые монокристаллические гетеропереходы Ge - Ga As получил Д.Маринэйс в 1960 г. [1], а их электрические свойства исследовал Р.Андерсон [2]. Им же была предложена зонная диаграмма идеального гетероперехода без учета поверхностных состояний на границе раздела и рассмотрены основные особенности протекания тока.

Если для обычных p-n переходов построение зонной схемы не представляет обычно трудностей при известных уровнях легирования p- и n-частей перехода, то для гетероперехода для ее построения необходимо знать ряд дополнительных параметров. В случае идеального контакта /отсутствие заряженных состояний и рекомбинационных центров на границе раздела/ таким необходимым дополнительным параметром

являются величины электронного сродства в обоих материалах пары. При наличии таких состояний и рекомбинационных центров необходимо точно знать их концентрации и энергетическое положение. Величина и форма потенциального барьера на границе раздела полупроводников может в этом случае практически не зависеть от их объемных свойств. Основные параметры зонной схемы гетероперехода и ее вид определяют механизм и основные закономерности протекания тока в нем. Свойства границы раздела существенным образом могут сказаться на прохождении носителей тока через переход.

На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма двух различных полупроводников /поверхностными эффектами пренебрегаем/.

Если эти два материала привести в плотный контакт, будет происходить обмен электронами и дырками через границу раздела, пока/в состоянии теплового равновесия/ контактное поле перехода не уравновесит эти потоки. Зонная схема такого p-n гетероперехода без учета поверхностных состояний приведена на рис.2.

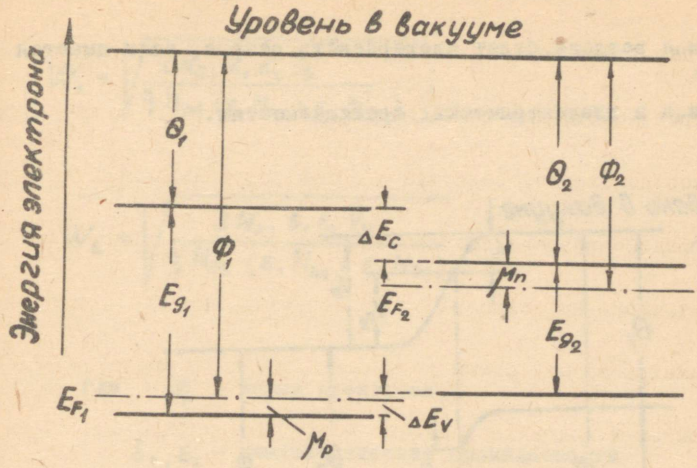


Рис.1. Энергетическая зонная диаграмма двух полупроводников, разделенных в пространстве /поверхностными эффектами пренебрегаем/.

Суммарный контактный потенциал V_D, обусловленный разницей в работах выхода $\Phi_1 - \Phi_2$, равен сумме V_{D1} и V_{D2}. Так как в этой модели пренебрегается диполями и поверхностными состояниями, то электростатический потенциал в вакууме будет непрерывен и электрические индукции $D_1 = \varepsilon_1 \mathcal{E}_1 = \varepsilon_2 \mathcal{E}_2 = D_2$ перпендикулярны к границе и равны. Последнее условие означа-

ет, что электрическое поле, обусловленное наклоном зон на границе раздела, будет претерпевать разрыв, если имеется разница в диэлектрических проницаемостях.

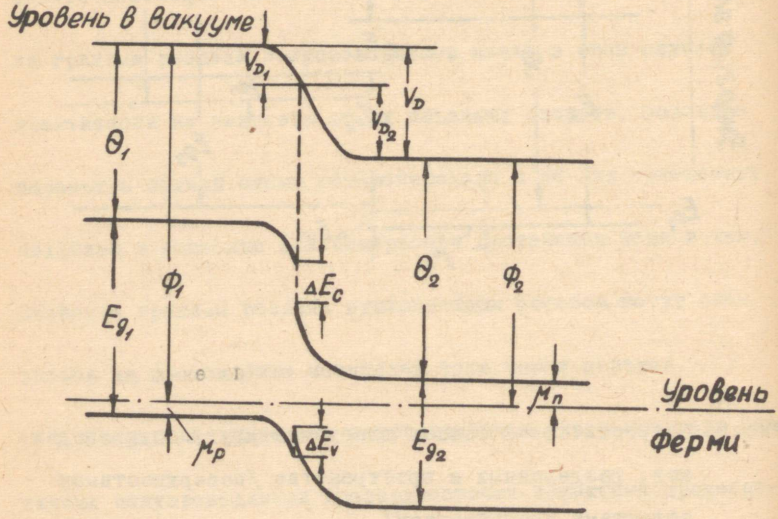


Рис.2. Зонная схема p-n гетероперехода без учета поверхностных состояний.

Ширина слоев объемного заряда в обоих материалах пары может быть получена решением уравнения Пуассона в предположении, что суммарный положительный и отрицательный заряд,

суммируемый по всей переходной области, равен нулю:

$$W_1 = \sqrt{\frac{2 N_{D2} \varepsilon_1 \varepsilon_2 V_D}{q N_{A1} (\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})}}, \qquad /1/$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2 N_{A1} \varepsilon_1 \varepsilon_2 V_D}{q N_{D2} (\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})}}, \qquad /2/$$

где q - заряд электрона;

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - диэлектрические проницаемости материалов 1 и 2;

$V_D = V_{D1} + V_{D2}$ - суммарный контактный потенциал;

N_{A1} - концентрация акцепторов в материале 1;

N_{D2} - концентрация доноров в материале 2.

Соотношение между V_{D1} и V_{D2} :

$$\frac{V_{D1}}{V_{D2}} = \frac{\varepsilon_2 N_{D2}}{\varepsilon_1 N_{A1}} \qquad /3/$$

и емкость перехода

$$C = \sqrt{\frac{q N_{A1} N_{D2} \varepsilon_1 \varepsilon_2}{2 (\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2}) V_D}}. \qquad /4/$$

Для невырожденного гетероперехода в случае применимости

диодной или диффузионной модели связь тока и напряжения через переход, как и в обычных p-n переходах,

$$J = J_0 e^{\frac{qV}{\eta kT}}, \qquad /5/$$

где величина η определяется условиями рекомбинации в структуре.

Как известно, в электролюминесценции для создания избыточной концентрации носителей тока используют три основных способа:

1/ инжекция неравновесных носителей;

2/ увеличение концентрации в сильных электрических полях /ударная ионизация и туннельный эффект/;

3/ локальное увеличение концентрации /накопление носителей/ при прохождении тока в кристалле.

Как будет показано ниже, для всех трех способов, гетеропереход по сравнению с другими структурами имеет важные достоинства и может весьма эффективно использоваться в электролюминесцентных устройствах.

Приложение смещения в пропускном направлении к p-n (n-p)

гетеропереходу будет обеспечивать одностороннюю эффективную инжекцию из материала с большей шириной запрещенной зоны. Так в случае, изображенном на рис.2, наличие разрыва ΔE_c будет препятствовать инжекции электронов в широкозонный полупроводник. Наличие разрыва в валентной зоне ΔE_v уменьшает барьер для инжектируемых дырок. Если к переходу применимы диодные или диффузионные теории выпрямления, то токи инжектированных электронов и дырок, кроме несущественных в данном случае множителей, связанных с подвижностью и концентрацией, отличаются на фактор $exp\left(-\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right)$.

При этом, если предположить постоянство в слое объемного заряда квазиуровня Ферми для дырок и электронов, то при некотором значении приложенного напряжения плотность инжектированных дырок p_n должна превысить плотность их в исходном материале N_{A1}. Эта особенность инжекции в гетеропереходах, впервые описанная и рассмотренная теоретически в работе [3], делает гетеропереход весьма эффективным инжектором в электролюминесценции. При приложении смещения к гетеропереходу в пропускном направлении, начиная с момента,

когда концентрация инжектированных носителей $p_n \simeq N_D$, заряд дырок влияет на профиль гетероперехода: по мере роста p_n все бóльшая и бóльшая часть оставшегося барьера будет приходиться на широкозонный полупроводник. Зонная картина гетероперехода, начиная с некоторого приложенного напряжения, приобретает вид, показанный на рис.3. Максимально достигаемое отношение $\frac{p_n}{N_A} = e^{\frac{\Delta E_V}{kT}}$ / $\frac{n_p}{N_D} = e^{\frac{\Delta E_C}{kT}}$ для n-p гетероперехода/.

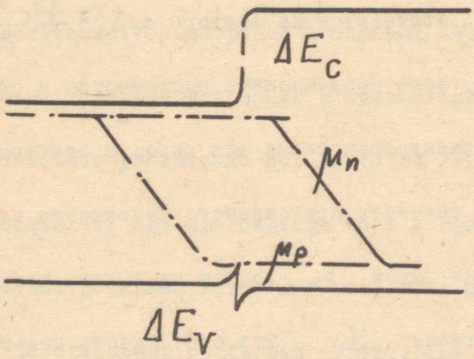


Рис.3. Зонная модель p-n гетероперехода при приложении напряжения в пропускном направлении.

Эффективная величина потенциального барьера в гетеропереходе может быть существенно снижена вследствие туннельного эффекта через "пичок". Предполагая, как это делается в работе [4], что вследствие туннельного эффекта преодолевается барьер толщиной x_c, эффективное понижение барьера можно представить:

$$\Delta V = \mathcal{E}_0 x_c, \qquad \text{и так как} \quad \mathcal{E}_0 \simeq A (V_D - V)^{\frac{1}{2}},$$

то

$$\Delta V = B (V_D - V)^{\frac{1}{2}}. \qquad /6/$$

Более строгая теория, развитая в [2,5], должна приводить к зависимости величины x_c от напряженности поля в переходе. При достаточной узости перехода туннельный эффект становится основным механизмом прохождения носителей тока в переходе. В этом случае изменение тока определяется исключительно изменением коэффициента туннельного прохождения через барьер. Подобная модель рассматривалась Ван-Риеном [5] для $n-n$ переходов* и Р.Редикером [6] для $p-n$ переходов.

---

* Так как для возбуждения электролюминесценции необходимы системы, обеспечивающие избыточную концентрацию неосновных носителей, $n-n$ и $p-p$ гетеропереходы исключены из данного рассмотрения.

Общим результатом таких подсчетов является связь между током и напряжением вида $J \sim A \exp \frac{qV}{E_0}$, где E_0 не зависит от температуры. В гетеропереходах, то есть благодаря наличию "пичков" в энергетической диаграмме, туннельный эффект может быть основным механизмом возбуждения неравновесной концентрации неосновных носителей тока в одном из материалов пары.

Эффективная высота потенциального барьера в гетеропереходе может быть снижена также благодаря действию на носители силы электрического изображения, возникающей при приближении заряда к границе двух сред.

$$F = \left(\frac{q}{2x}\right)^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \qquad /7/$$

Следовательно, если $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, заряд, находящийся в первой среде, притягивается к границе раздела и в какой-то момент сила электрического изображения может уравновесить поле в переходе

$$q\mathcal{E} = \left(\frac{q}{2x_0}\right)^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \qquad /8/$$

Это уравнение определяет ширину барьера. Легко рассчитать

эффективное понижение барьера:

$$\Delta\varphi = \mathcal{E} x_0 , \quad \Delta\varphi = \left(\frac{q\mathcal{E}}{2\pi\varepsilon'}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad /9/$$

где

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon_1(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}{\varepsilon_1-\varepsilon_2} .$$

Величина эффекта, однако, согласно [2], незначительна. Так, для p-n гетероперехода $GaAs$-Ge

$$\Delta\varphi = 0{,}11\,(V_D - V)^{\frac{1}{4}}. \qquad /10/$$

Отметим, что классическое рассмотрение, по-видимому, в данном случае не является корректным. В самом деле, приняв типичные значения $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 2$, $\varepsilon_1 \simeq 10$, расстояние x_0, на котором барьер снизится на величину $\sim kT$, составит $\sim 10^{-7}$см, то есть значительно меньше длины волны де Бройля для электрона.

Для количественного согласования диодной теории гетероперехода с опытами ряд авторов вводит эмпирические коэффициенты отражения электронов от поверхности раздела двух полупроводников. Классическая попытка рассмотрения этого эффекта содержится в работе С.Перлмана и Д.Флахта [7], с квантовомеханических позиций коэффициент отражения рассчитан

П.Прайсом [8] .

Заметим, что четких экспериментов по обнаружению эффекта отражения в гетеропереходах в известной нам литературе не содержится.

Многие авторы вынуждены были для объяснения экспериментальных данных отвергнуть зонную схему без учета поверхностных состояний и полагать, что ток через переход определяется рекомбинацией в тонком "нарушенном" слое на границе раздела двух полупроводников. Однако конкретные характеристики этого слоя обычно отсутствуют, и он служит, скорее, спасательным средством для согласования экспериментальных данных и теоретической модели.

Теория гетероперехода с учетом поверхностных состояний на границе раздела дана в работах [5, 9, 10] .

Наконец, эффекты накопления носителей тока в "пичке" могут существенным образом сказаться на его характеристиках и, в частности, на электролюминесценции. Впервые возможность этого эффекта обсуждается в работе [11] в связи с интерпретацией данных по зависимости емкость - напряжение -

в гетеропереходах фосфид галлия - арсенид галлия.

§ 2. Электролюминесценция в гетеропереходах

Интерес к исследованиям электролюминесценции в монокристаллических гетеропереходах обусловлен, главным образом, рядом предложений, сделанных в СССР и за рубежом по их использованию в создании новых полупроводниковых приборов.

А.Фишер в своем интересном обзоре по инжекционной электролюминесценции [12] отмечает, что реализация предложений В.Шокли и Г.Кремера [13, 14] по созданию эффективного широкозонного эмиттера нашла бы широкое применение в электролюминесцентных устройствах.

Новый класс инжекционных лазеров на основе тройных структур с гетеропереходами, предложенный в работах [15 - 17], позволил бы, по-видимому, повысить внешний квантовый выход до величины, близкой к 100%, и использовать ряд но-

вых материалов в качестве рабочих веществ для полупроводниковых квантовых генераторов.

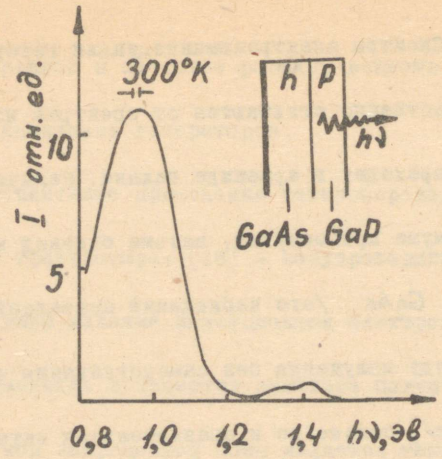
Перспективно применение гетеропереходов в электронно-фотонных транзисторах [18] - полупроводниковом усилителе, использующем явление инжекционной электролюминесценции.

Применение в качестве эмиттера полупроводника с бо́льшей шириной запрещенной зоны является также весьма удобным средством для исследования спектров рекомбинационного излучения. При односторонней инжекции в узкозонный материал вывод излучения через широкозонный эмиттер происходит практически без поглощения. Большие возможности предоставляет гетеропереход для изучения воздействия сильных электрических полей на люминесценцию благодаря возбуждению излучения непосредственно в слое объемного заряда перехода.

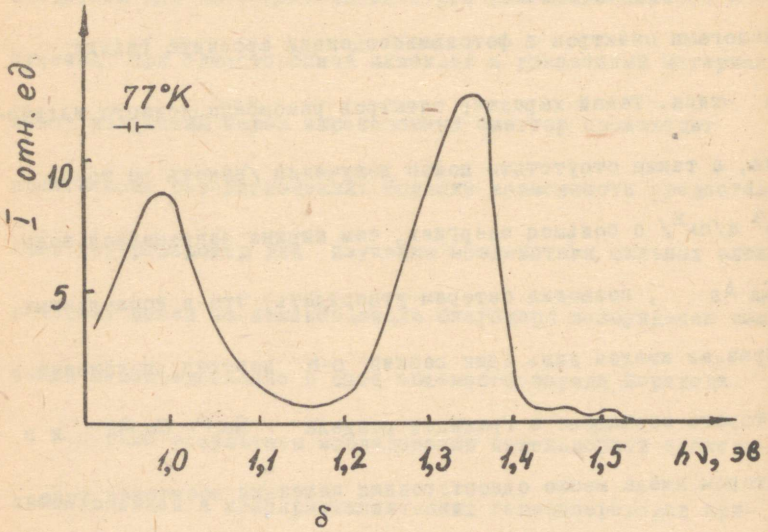
Первые результаты исследования инжекционной электролюминесценции в монокристаллических гетеропереходах приводятся в работах [19,20] .

В работе [19] изучены спектры гетеропереходов $p\,GaP$ - $n\,GaAs$, полученных эпитаксиальным выращиванием

фосфида галлия на арсенид галлия методом химических транспортных реакций. Спектры электролюминесценции гетеропереходов /рис.4/ существенно отличаются от спектров излучения в обычных p-n переходах в арсениде галлия. Наличие коротковолнового максимума при энергии, весьма близкой к ширине запрещенной зоны GaAs /его наблюдение оказалось возможным благодаря выводу излучения без самопоглощения через широкозонный эмиттер/, положение и сравнительная интенсивность этого "краевого" и примесных максимумов делают эти спектры аналогами спектров в фотолюминесценции арсенида галлия n -типа. Такой характер спектров рекомбинационного излучения, а также отсутствие полос излучения /вплоть до токов 10^4 а/см^2/ с большей энергией, чем ширина запрещенной зоны GaAs , позволил авторам утверждать, что в исследуемых образцах имелся лишь один резкий p-n переход, положение которого совпадало с границей раздела GaP-GaAs и в котором имела место односторонняя инжекция носителей тока. Некоторое отличие в положении и сравнительной интенсивности примесных полос в электролюминесценции гетеропереходов и



а



б

Рис.4. Спектры электролюминесценции гетеропереходов pGaP - nGaAs ; а/ 300°К, б/ 77°К [19].

фотолюминесценции $GaAs$ n-типа соответствующего уровня легирования получили свое объяснение в дальнейших работах тех же авторов [21, 22]. Этот эффект оказался связанным с влиянием термообработки и диффузией меди в арсенид галлия в процессе эпитаксиального выращивания гетеропереходов.

В работе [20] приведены спектры излучательной рекомбинации гетеропереходов $n\,GaSb - p\,InAs$ /рис.5/, полученных методом сплавления. Авторы наблюдали наряду с интенсивной полосой излучения, обусловленной рекомбинацией в арсениде индия, слабый пик люминесценции с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны в антимониде галлия. Предполагается, что получена эффективная эмиссия из широкозонного эмиттера, согласно предложениям В.Шокли и Г.Кремера. Одновременное наблюдение излучательной рекомбинации из широкозонной и узкозонной частей гетероперехода содержится также в работе [23], в которой исследовались гетеропереходы $p\,GaAs - n\,Ga_xAl_{1-x}As$ Одновременное наблюдение полос люминесценции в обеих частях перехода было обнаружено только для переходов $n\,Ga_xAl_{1-x}As - p\,GaAs$, для обрат-

21.

ной пары $p\,Ga_xAl_{1-x}As - n\,GaAs$ наблюдается только полоса излучения, соответствующая рекомбинации в узкозонном материале благодаря одностороннему характеру инжекции.

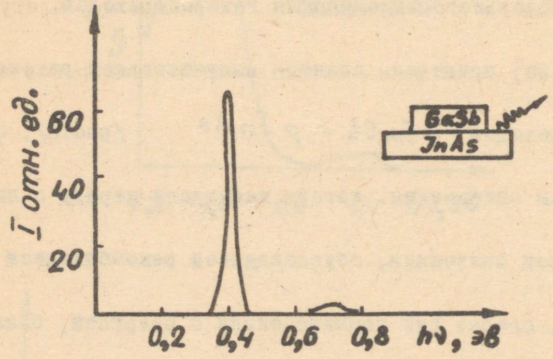


Рис.5. Спектры электролюминесценции гетеропереходов $n\,GaSb - p\,InAs$ при 77°К [20] .

Приведенный характер спектров электролюминесценции гетеропереходов в системе $GaAs - AlAs$ может быть объяснен при предположении, что величина разрыва в валентной зоне близка к нулю и весь разрыв приходится на зону проводимости. Хорошо согласуются с этим предположением и данные работы [20] . Если учесть, что в гетеропереходах $GaP - GaAs$ бо́льшая

часть разрыва также приходится на зону проводимости [24], то можно полагать, что закономерность носит достаточно общий характер для гетеропереходов между полупроводниковыми соединениями $A^{III}B^{V}$. Причину ее, по-видимому, следует искать в особенностях энергетического спектра электронов в этих кристаллах.

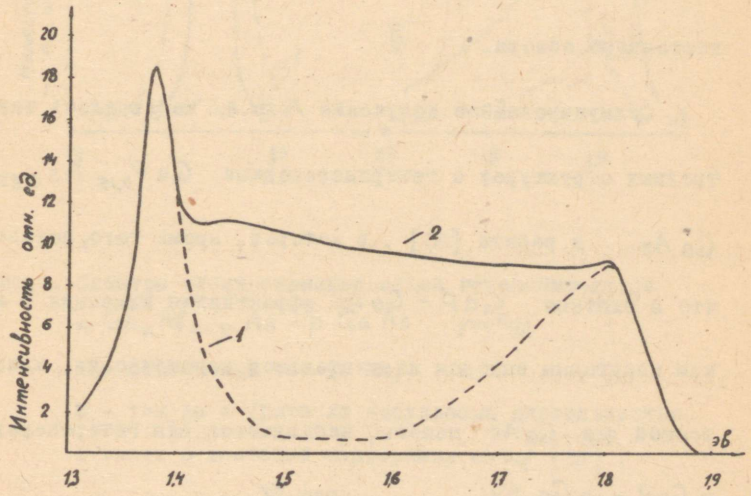


Рис. 6. Спектры электролюминесценции гетеропереходов $n\,Ga_xAl_{1-x}As$ - $p\,GaAs$ /300°К/;
1 - ток 1 ма, 2 - ток 100 ма;
площадь перехода $S_n \sim 5.10^{-2}$ см^2 [23].

В работе [23] авторам удалось наблюдать стимулированное излучение в невырожденном гетеропереходе $n\,Ga_xAl_{1-x}As$-$p\,GaAs$ /рис. 6 и 7/ при использовании в качестве эмиттера широкозонного полупроводника с весьма низким уровнем легирования / $N_D \sim 10^{14} \div 10^{15}$ см$^{-3}$/. Это явление интерпретируется как доказательство эффекта "суперинжекции", предсказанного в работе [3] и описанного в первой части настоящего обзора.

Стимулированное излучение /рис.8/ наблюдалось также в тройных структурах с гетеропереходами $GaP_{0,15}As_{0,85}$ - $GaAs$ в работе [25], в которой, кроме того, показано, что в системе GaP - $GaAs$ эффективная инжекция с высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации, квазимежзонной для $GaAs$ полосы, наблюдается для гетеропереходов $n\,GaP$ - $p\,GaAs$ /рис.9/.

В работе [26] изучено влияние внешнего электрического поля на фотолюминесценцию гетеропереходов GaP- $GaAs$ Спектр фотолюминесценции гетероперехода состоит из двух коротковолновых полос, обусловленных фотолюминесценцией

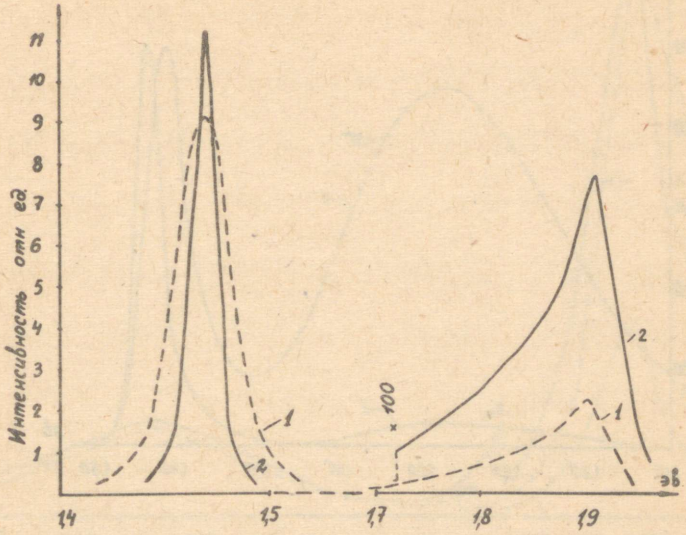


Рис.7. Спектры электролюминесценции гетеропереходов $n\ Ga_xAl_{1-x}As - p\ GaAs$ /77°К/:

1 - постоянный ток 10 ма,

2 - ток 40 а /питание импульсами длительностью 1 мксек с частотой повторения 40 гц/ [23].

p -слоя фосфида галлия и двух длинноволновых полос, связанных с рекомбинацией в арсениде галлия /рис.10/. Приложение обратного напряжения к гетеропереходу уменьшает интенсивность полос фотолюминесценции, обусловленных рекомбина-

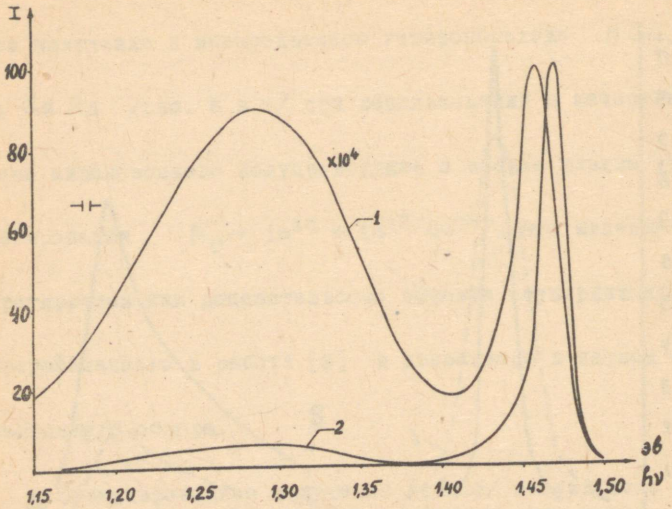


Рис.8. Спектры электролюминесценции структур $n\,GaAs_{0,85}P_{0,15}$ - $p\,GaAs$ - $p\,GaAs_{0,85}P_{0,15}$ при различных токах через структуру /площадь ~ 0,5 мм^2/;
1 - ток 0,5 а /питание импульсами со скважностью 2/,
2 - ток 20 а /питание импульсами длительностью 1 мксек с частотой повторения 1000 гц/ [25].

цией в арсениде галлия. Интенсивность полос фотолюминесценции фосфида галлия, естественно, не меняется, так как они обусловлены поглощением коротковолновой части возбуждающего

света в приповерхностном слое GaP

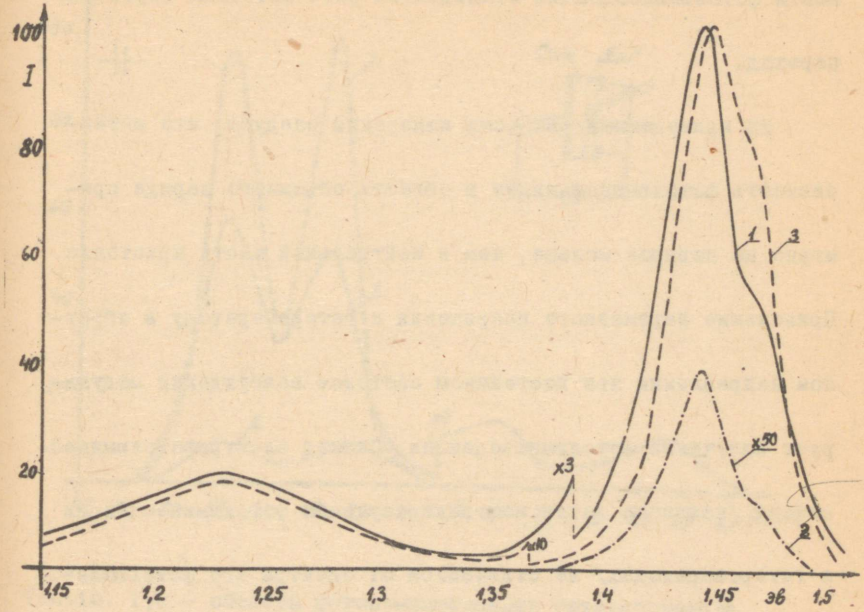


Рис. 9. Спектры электролюминесценции гетероперехода n GaP - p GaAs при малом /2/ и большом уровне /3/ инжекции в сравнении со спектром фотолюминесценции p GaAs подложки /1/ / T = 77°K / [25].

Авторы показали, что уменьшение интенсивности фотолюминесценции при приложении обратного смещения происходит вследствие увеличения доли электронно-дырочных пар, разделяемых полем в гетеропереходе и не успевших таким образом ре-

комбинировать. При этом одновременно с падением интенсивности фотолюминесценции наблюдается рост фототока через переход.

Из приведенных авторами измерений следует, что интенсивность фотолюминесценции в области объемного заряда примерно на порядок меньше, чем в нейтральной части кристалла. Приложение переменного напряжения к гетеропереходу в обратном направлении при постоянном световом возбуждении модулирует излучение фотолюминесценции. Спектр электрофотолюминесценции /название такой методики изучения фотолюминесценции в гетеропереходах/ не отличается от спектра его фотолюминесценции. Гетеропереход играл в этих экспериментах роль преобразователя постоянного возбуждающего видимого излучения в переменное инфракрасное излучение фотолюминесценции. Методика электрофотолюминесценции особенно перспективна для исследования кинетики излучательной рекомбинации и для изучения влияния сильных электрических полей на оптические свойства полупроводников.

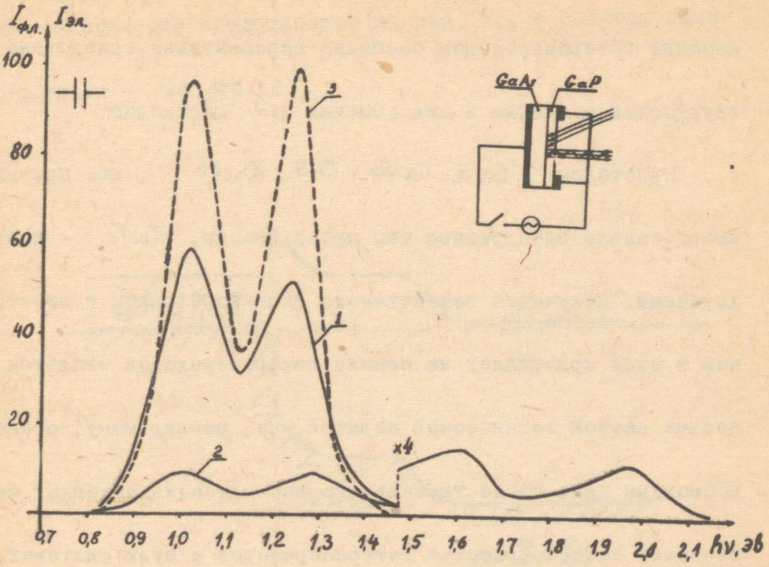


Рис.10. 1,2 - спектры фотолюминесценции гетероперехода p GaP - n GaAs без приложения внешнего напряжения и при приложении в обратном направлении 8 в, 3 - спектр электролюминесценции гетероперехода при малых уровнях инжекции /плотность тока 2.10^{-2} а/см^2/ /77^{0}К/ [26].

Исследования электролюминесценции в монокристаллических гетеропереходах для других систем /кроме $A^{III}B^{V}$/ в известной нам литературе практически отсутствуют. Между тем, для широко используемых в люминесцентных устройствах кристаллов

22

$A^{II}B^{VI}$ /селениды, сульфиды и теллуриды кадмия и цинка/ применение гетеропереходов особенно перспективно вследствие трудностей создания в них обычных p-n переходов.

Кристаллы CaS, $CaSe$, ZnS, $ZnSe$, как правило, имеют только электронный тип проводимости, $ZnTe$ - только дырочный. Получение эффективного инжектора дырок и электронов в этих кристаллах на основе гетеропереходов является весьма важной технической задачей, но, по-видимому, станет возможным лишь после тщательного исследования основных физических закономерностей гетеропереходов в этих системах.

Как известно, В.Торитон [27] предположил, что внутри электролюминесцентного порошка сульфида цинка существует большое число p-n переходов и именно они ответственны за генерацию света. М.Авен и Д.Кюзано [28] выполнили, по-видимому, первое экспериментальное исследование монокристаллических гетеропереходов $Cu_2Se - ZnSe$ и $Cu_2S - ZnS$, в которых была получена интенсивная люминесценция благодаря инжекции дырок из узкозонного дырочного полупроводника в широкозонный электронный. Предложенная авторами зонная модель

гетеропереходов представлена на рис. 11, а спектры люминесценции - на рис.12.

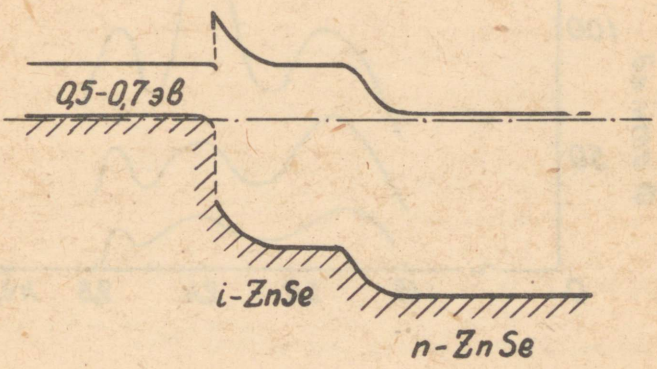


Рис.11. Зонная энергетическая схема гетероперехода Cu_2Se - $ZnSe$ [28].

Необходимым условием получения эффективной инжекции дырок в данном случае оказалось наличие между p Cu_2Se и n $ZnSe$ слоя полуизолирующего $ZnSe$. Хотя предложенная авторами модель требует существенной доработки и уточнения, однако в целом избранный ими путь нельзя не признать интересным и перспективным.

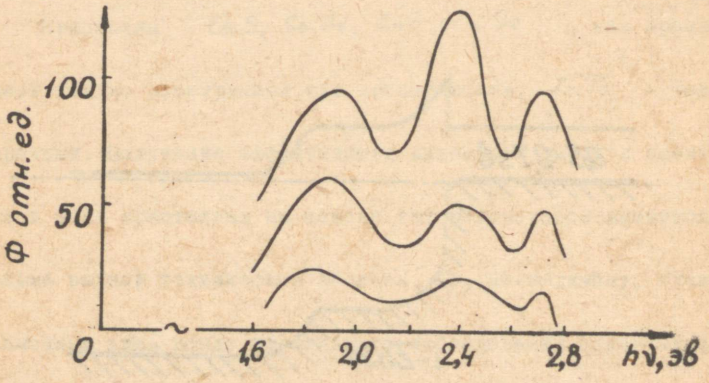


Рис.12. Спектры инжекционной люминесценции гетеропереходов Cu_2Se - $ZnSe$ при различных смещениях в пропускном направлении [28]

Исследование излучательной рекомбинации в полупроводниковых кристаллах оказалось необычно плодотворным как с точки зрения чисто научной, так и прикладной. Создание лазеров, источников некогерентного света, различного вида других люминесцентных устройств стало возможным именно благодаря этим работам. Следует полагать, что еще только начатое изу-

чение люминесценции в монокристаллических гетеропереходах приведет к новым интересным физическим и техническим результатам.

Литература

1. I.C. Marinace, IBM J. Res. and Dev., 4, 248, 1960.

2. R.L. Anderson, IBM J. Res. and Dev., 4, 283, 1960.

3. Ж.И.Алферов, В.Б.Халфин, Р.Ф.Казаринов, ФТТ, 8, 3102, 1966.

4. L.L. Chang, Sol. State Electr., 8, 1965, N 9.

5. L.I. Van Ruyven, Thesis, Amsterdam, 1962.

6. R. Rediker, S. Stapek, J.N. Ward, Sol. State Electr., 7, 621, 1964.

7. S.S. Perlman, D. Flucht, Sol. State Electr., 7, 911, 1964.

8. P.J. Price, Proc. of the Int. Conf. on the Phys. of Semicond., Exeter, 99, 1962.

9. Van Dalega, Z. Naturforsch., Band 18a, Heft 5, 653, 1963.

10. W.G. Oldham, A.G. Milnes, Sol. State Electr., 7, 155, 1964.

11. Ж.И.Алферов, Д.З.Гарбузов, Н.С.Зимогорова, Р.Ф.Казаринов, В.И.Корольков, сб.: Физика p-n переходов, 220, Рига, 1966.

12. A.G. Ficher, Sol. State Electr., 2, 232, 1961.

13. W. Shockley, U.S. Pat., 2569347, 1951.

14. H. Kroemer, Proc. IEEE, 45, 1535, 1957.

15. Ж.И.Алферов, Р.Ф.Казаринов, Авт.свид. № 181737, 1963.

16. H. Kroemer, Proc. IEEE, 51, 1782, 1963.

17. Pečeny, Phys. Stat. Sol., 1964.

18. B. Lax, T. Quist, R. Rediker, Proc. IEEE, 51, 1963.

19. Ж.И.Алферов, Д.З.Гарбузов, ФТТ, 7, 2375, 1965.

20. R. Rediker, Stopek, E. Hinkley, Trans. ASM, 233, 463, 1965.

21. Ж.И.Алферов, Д.З.Гарбузов, Е.П.Морозов, ФТТ, 8, 3236, 1966.

22. Ž.I. Alferov, D.Z. Garbusov, Yu.V. Žiljaev, M.K. Trukan, Kristall und Technik, 2, 541, 1967.

23. Ж.И.Алферов, В.М.Андреев, В.И.Корольков, Е.Л.Портной, Д.Н.Третьяков, ФТП, 2, № 6, 1968.

24. Ж.И.Алферов, В.И.Корольков, М.К.Трукан, ФТТ, 8, 3513, 1966.

25. Ж.И.Алферов и др., ФТТ, 9, 279, 1967.

26. Ж.И.Алферов, Д.З.Гарбузов, Е.П.Морозов, ФТП, 1, 465, 1967.

27. W.A. Thornton, J. Electrochem. Soc., 108, 636, 1961.

28. M. Aven, D. Cusano, J. Appl. Phys., 35, 606, 1964.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ И МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А.Рогачев

Введение

Одним из наиболее мощных методов изучения твердых тел является исследование их оптических свойств. Эти исследования позволяют наиболее прямым путем получить сведения о зонном и экситонном спектрах полупроводников, а также явлениях, связанных с присутствием большой концентрации примесных центров и свободных носителей тока в полупроводниках. Экспериментальные данные, полученные при исследовании сильно легированных полупроводников, могут оказать существенное влияние на развитие физики металлов и теории многоэлектронных и разупорядоченных систем. Действительно, в полупроводниках открывается возможность экспериментально исследовать свойства многоэлектронной системы при постепенном возраста-

нии концентрации электронов n от весьма малых / $r_B n^{\frac{1}{3}} \ll 1$ / до весьма больших / $r_B n^{\frac{1}{3}} \gg 1$ / значений. Так как боровский радиус $r_B = \frac{\varepsilon \hbar^2}{q^2 m_{эф.}}$ в полупроводниковых кристаллах сильно увеличен по сравнению с радиусом водородного атома, благодаря действию большой диэлектрической проницаемости ε и малым эффективным массам $m_{эф.}$, то область "больших", с точки зрения теории, концентраций соответствует сравнительно малым числовым значениям концентрации. Так, например, электронный газ в антимониде индия n -типа при концентрации электронов, равной всего $10^{17} см^{-3}$, является значительно более плотным, чем электронный газ в металлах, где концентрация электронов достигает $10^{22} см^{-3}$ / в первом случае $r_B n^{\frac{1}{3}} \simeq 2$, а во втором - $r_B n^{\frac{1}{3}} \simeq 0,2 - 0,5$ /.

Особый интерес предоставляет область промежуточного легирования, когда $r_B n^{\frac{1}{3}} \approx 1$, так как чисто теоретическое рассмотрение в этом случае сильно затруднено и опытные данные, по-видимому, могут оказать существенную помощь в выборе подходящих приближений.

Настоящий обзор посвящен двум основным вопросам: результатам исследования спектров межзонной излучательной рекомбинации и межзонного поглощения. Будучи весьма близкими в принципиальном отношении, эти методы имеют и существенное отличие: исследование поглощения является спектроскопией пустых состояний, в то время как излучательная рекомбинация позволяет найти спектр заполненных[*].

Исследование излучательной рекомбинации - один из наиболее естественных способов экспериментального определения энергетического спектра сильно легированных полупроводников, так как при этом удается исследовать область вблизи краев зон и в глубине запрещенной зоны. Как известно, при легировании именно эта область претерпевает наибольшие изменения. Опыты по поглощению, напротив, особенно полезны в случаях, когда каким-либо образом удается ликвидировать заполнение краев зон, например, в компенсированных полупроводниках и при исследовании высоколежащих экстремумов зон. Комбинация

---

[*] В полупроводнике n-типа имеются в виду состояния, заполненные электронами, а в полупроводнике p-типа - дырками.

этих методов во многих случаях дает возможность получить достаточно полные сведения о характере энергетического спектра полупроводника.

Изменения оптических свойств полупроводника, происходящие при легировании, можно классифицировать следующим образом.

1. Сдвиг края поглощения в сторону коротких волн /так называемый эффект Бурштейна/ происходит вследствие заполнения края одной из зон свободными носителями.

2. Уменьшение ширины запрещенной зоны и связанный с ним сдвиг длинноволнового края спектра межзонной излучательной рекомбинации в сторону меньших энергий. Это явление связано с кулоновским взаимодействием между носителями и носителями и примесными центрами.

3. Образование уровней энергии в глубине запрещенной зоны полупроводника. Появление таких уровней приводит к возникновению длинноволновых хвостов на спектрах излучения и поглощения. Эффект обусловлен взаимодействием носителей тока с большими флуктуациями концентрации заряженных при-

месных центров.

4. Исчезновение локальных примесных состояний и уровней экситонов при большой концентрации носителей тока. В качестве основной причины этих явлений следует, по-видимому, назвать экранирование кулоновского поля примесных центров и электронов и дырок другими носителями.

5. Излучение фотонов с энергией, значительно меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника, обусловлено непрямыми оптическими переходами, включающими рассеяние носителей на носителях.

Этот список, разумеется, неполный. Из числа других явлений, связанных с легированием, но не сводящихся к перечисленным, следует упомянуть поглощение свободными носителями и магнитоплазменные эффекты. Эти явления, однако, не имеют прямого отношения к предмету обзора и рассматриваться не будут.

§ 1. Эффект Бурштейна

Для того, чтобы был возможен оптический переход между двумя

состояниями, необходимо, очевидно, чтобы начальное состояние было заполнено, а конечное - пусто. Заполнение состояний вблизи краев зон, создаваемое, например, при легировании, сильном освещении, облучении быстрыми электронами и т.д.*, может по этой причине уменьшать вероятность поглощения фотонов с энергией несколько большей, чем ширина запрещенной зоны полупроводника. Это явление известно под названием эффекта Бурштейна [1]. Рассмотрим полупроводник, энергетическая схема которого изображена на рис. 1. Полупроводник легирован мелкими донорами с концентрацией n $см^{-3}$.

При $T=0$ прямые переходы возможны для фотонов с энергией

$$\hbar\omega_{кр.} - E_g \geq E_F + E_F \frac{m_e}{m_h} = \frac{\hbar^2}{2m_{np}} (3\pi^2 N)^{\frac{2}{3}},$$

где /1/

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 N)^{\frac{2}{3}}, \qquad \frac{1}{m_{np}} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}.$$

Второе слагаемое обусловлено вкладом валентной зоны /не заполненной/. Из /1/ следует, что $\hbar\omega_{кр.}$ не зависит от того, какая из зон полупроводника заполнена; то есть при $T=0$

---

* Имеется в виду заполнение нижнего края зоны проводимости электронами или верхнего края валентной зоны дырками.

величина одвига края поглощения не зависит от того, какими примесями легирован полупроводник - донорными или акцептор-

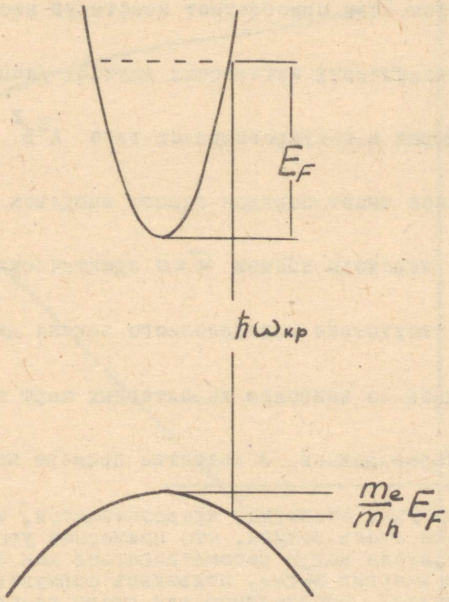


Рис.1. Поглощение света сильно легированным полупроводником.

Следует отметить, что введение в полупроводник заряженных примесных центров приводит к сокращению длины свободного пробега носителей. Вследствие большой частоты соударений с этими центрами и другими носителями волновое число /импульс/ носителей приобретает некоторую неопределенность. Во многих практически интересных случаях /например, при рассеянии дырок в полупроводниках типа $A^{III}B^{V}$ / неопределенность импульса имеет порядок самого импульса. Это приводит к тому, что переходы вблизи $\vec{k}=0$ практически становятся непрямыми. Отсутствие определенного закона дисперсии** является одной из наиболее характерных черт сильно легированных полупроводников. В качестве примера можно привести

---

* При выводе /1/, очевидно, предполагается, что концентрация примеси столь велика, что примесные уровни отсутствуют и носители могут рассматриваться как свободные /мы вычисляем энергию Ферми, пользуясь формулой для свободных носителей/. Необходимое для этого условие имеет вид $r_k n^{1/3} >> 1$, где $r_k = \varepsilon \hbar^2 q^{-2} m_{эф.}^{-1}$, $m_{эф.}$ - эффективная масса электронов при легировании донорами или эффективная масса дырок при легировании акцепторами. Таким образом, от вида примеси зависят пределы применимости формулы /1/.

** Здесь под законом дисперсии подразумевается связь энергии носителя с его волновым числом. Для носителя в сильно легированном полупроводнике любому значению энергии соответствует широкий непрерывный набор значений волнового числа /см., например, [15] /.

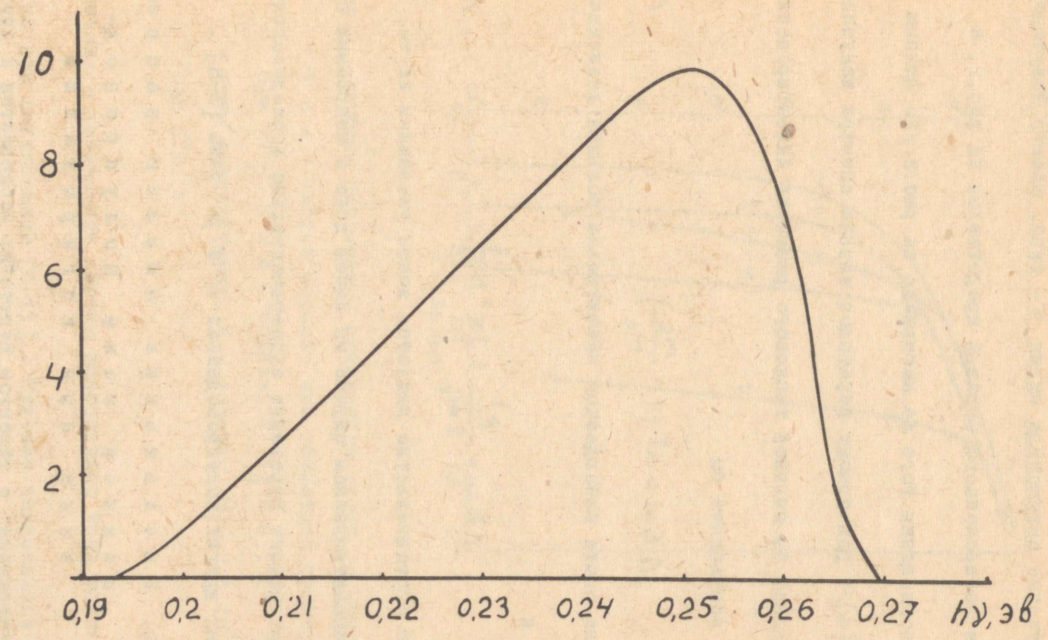


Рис.2. Спектр рекомбинационного излучения антимонида индия;
$N_d = 2.10^{17}$ см$^{-3}$, $T = 20^{\circ}$K [2].

данные работы [2] , в которой исследовалось рекомбинационное излучение антимонида индия n – типа. Спектр излучения наиболее легированного образца предоставлен на рис.2, а спектр поглощения того же материала на рис.3 /по данным работы [4]/. Для прямых переходов ширина спектра излучения определялась бы шириной теплового размытия инжектированных дырок и составляла бы

$$\Delta\hbar\omega = \kappa T\cdot\left(1+\frac{m_h}{m_e}\right). \qquad /2/$$

Однако на опыте наблюдается значительно бо́льшая величина, близкая к

$$\Delta\hbar\omega = \frac{\hbar^2}{2m_e}\left(3\pi^2 N\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad /3/$$

Это обстоятельство является ясным указанием на то, что в рассматриваемом случае мы имеем дело с непрямыми переходами. Эффект Бурштейна экспериментально исследовался на многих других полупроводниках n и p типа [3-5] .

§ 2. Уменьшение ширины запрещенной зоны полупроводника при легировании

Одновременно с эффектом Бурштейна наблюдается и другое

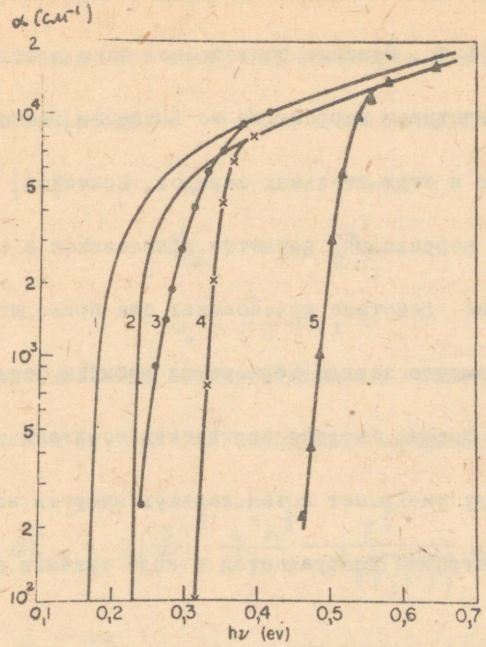


Рис.3. Спектры поглощения антимонида индия n -типа, [4]; 1 и 2 - чистый образец при комнатной температуре и при 77°К. 3 и 4 - образец с $N_g = 6{,}1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ при этих температурах. 5 - образец $N_g = 2{,}3 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ при 5°К.

явление - уменьшение ширины запрещенной зоны полупроводника при легировании [6-11]. Сужение запрещенной зоны происходит также в случае, когда в полупроводнике каким-

либо образом создается большая концентрация неравновесных носителей тока [12]. Сужение запрещенной зоны в этих случаях является следствием корреляции во взаимном расположении положительных и отрицательных зарядов. Причиной, вызывающей появление корреляций, является кулоновское и обменное взаимодействие. Действие кулоновских сил приводит к тому, что вблизи каждого заряда образуется избыток заряда противоположного знака. Энергия притяжения носителя к этому наведенному заряду уменьшает потенциальную энергию носителя, что на зонной диаграмме изображается в виде сужения запрещенной зоны.

Аналогичным образом проявляется и обменное взаимодействие. Наглядная модель обменного взаимодействия дана в работе [13]. В вырожденном электронном газе действие принципа Паули приводит к тому, что вблизи каждого электрона уменьшается плотность электронов с параллельными спинами. Этот недостаток эквивалентен избыточному положительному заряду, взаимодействие с которым понижает потенциальную энергию электрона. Радиус действия обменных сил по порядку вели-

чины равен длине волны электрона на поверхности Ферми. Сужение запрещенной зоны, обусловленное обменным взаимодействием в полупроводнике n-типа с изотропной эффективной массой, равно [14]

$$\Delta E_{об.} = -1{,}2\,\frac{q^2}{\varepsilon r_s}, \qquad /4/$$

где

$$r_s = \left(\frac{4}{3}\pi n\right)^{-\frac{1}{3}}.$$

Для многодолинных полупроводников с анизотропной эффективной массой формула /4/ обобщается следующим образом [15] :

$$\Delta E_{об.} = -2\left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{q^2 n^{\frac{1}{3}}}{\varepsilon} \frac{\gamma^{\frac{2}{3}}}{z^{\frac{1}{3}}\sqrt{\gamma(1-\gamma)}} \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{1-\gamma}{\gamma}},$$

где $\gamma = \frac{m_t}{m_l}$ / m_t – поперечная эффективная масса, m_l – продольная эффективная масса/ и z – число долин. Для германия, например, $\gamma = 0{,}0051$, $z = 4$. Тогда /5/ может быть переписано в виде

$$\Delta E_{об.} = -0{,}64\,\frac{q^2}{\varepsilon r_s}. \qquad /5а/$$

Если примесные центры расположены абсолютно хаотически, то при выполнении условия $r_k n^{\frac{1}{3}} \gg 1$ формулы /4/ и /5/ определяют основную часть сужения запрещенной зоны. Однако

известно, что система абсолютно хаотически расположенных точечных зарядов обладает бесконечной потенциальной энергией, и по этой причине не может быть реализована. Корреляции во взаимном расположении примесных центров в сильно легированном полупроводнике могут, например, устанавливаться в то время, когда в процессе введения примесных центров полупроводник нагрет до высокой температуры. Взаимное отталкивание примесных центров приводит к их более равномерному, чем хаотическое, распределению по кристаллу. Особенно сильное влияние оказывает эта упорядоченность на образование состояний в глубине запрещенной зоны полупроводника. Этот вопрос рассматривается в следующем параграфе. Реально существующая упорядоченность во взаимном расположении примесных центров оказывает на величину сужения запрещенной зоны сравнительно малое влияние [10] . Связанная с ее учетом поправка к ΔE_g обычно несколько меньше, чем $\Delta E_{об.}$, хотя и является величиной того же порядка.

В следующем параграфе будет показано, что в сильно легированных полупроводниках плотность состояний убывает по

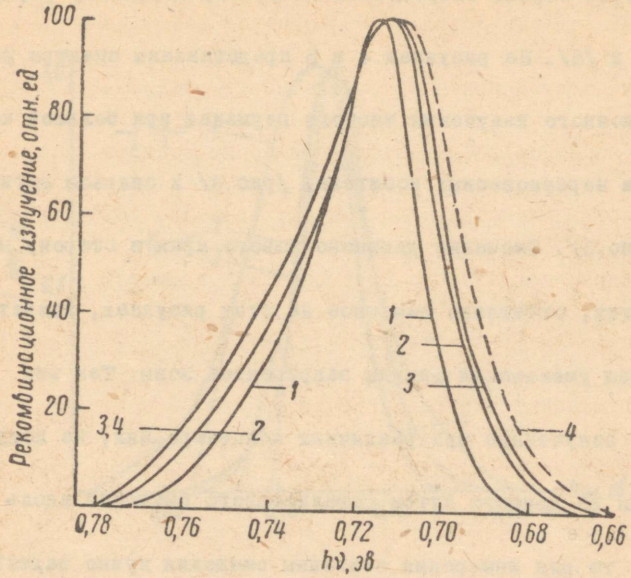


Рис.4. Спектры рекомбинации излучения чистого германия при различных концентрациях неравновесных носителей; 1 – 2.10^{15} см$^{-3}$; 2 – 1.10^{17} см$^{-3}$; 3 – 2.10^{17} см$^{-3}$; 4 – образец, легированный сурьмой $N_d = 1{,}5.10^{18}$ см$^{-3}$, $T = 77^{\circ}$К.

направлению к середине запрещенной зоны постепенно. Поэтому уменьшение ширины запрещенной зоны в принципе не может быть определено однозначно. Связанная с размытием краев зон не-

определенность ширины запрещенной зоны близка по величине к уменьшению ширины запрещенной зоны, определяемому формулами /4/ и /5/. На рисунках 4 и 5 предоставлены спектры рекомбинационного излучения чистого германия при большой концентрации неравновесных носителей /рис.4/ и сильном легировании /рис.5/. Смещение длинноволнового края в сторону меньших энергий, отчетливо заметное на этих рисунках, является отражением уменьшения ширины запрещенной зоны. Так как спектры, полученные при различных концентрациях, не получаются один из другого путем параллельного смещения вдоль оси энергий, то для измерения величины смещения нужно задать способ экстраполяции края спектра к оси энергий. При этом различные способы экстраполяции дадут, очевидно, разные значения ΔE_g . Величина разброса полученных таким образом значений ΔE_g является отражением размытия краев зон полупроводника и может достигать $\pm$ 30% измеряемой величины. Обычно используют либо линейную экстраполяцию наиболее крутого участка длинноволнового края спектра поглощения [9] , либо аппроксимируют вид длинноволнового края зависимостью типа

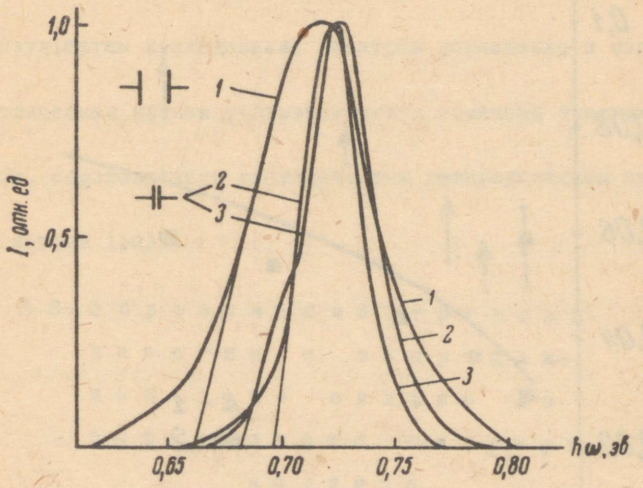


Рис.5. Спектры рекомбинационного излучения германия, легированного мышьяком, $T = 77^{\circ}К$.
1 - $N_d = 4.10^{19}$ см$^{-3}$; 2 - $N_d = 1.10^{19}$ см$^{-3}$;
3 - $N_d = 2.10^{18}$ см$^{-3}$.

$I \sim \sqrt{\hbar\omega - E_g}$. То E_g , которое наилучшим образом описывает ход края спектра, принимается за ширину запрещенной зоны при данном легировании [11] . Величина ΔE_g может быть определена и по спектрам поглощения, однако заполнение краев зон /эффект Бурштейна/ создает дополнительные трудно-

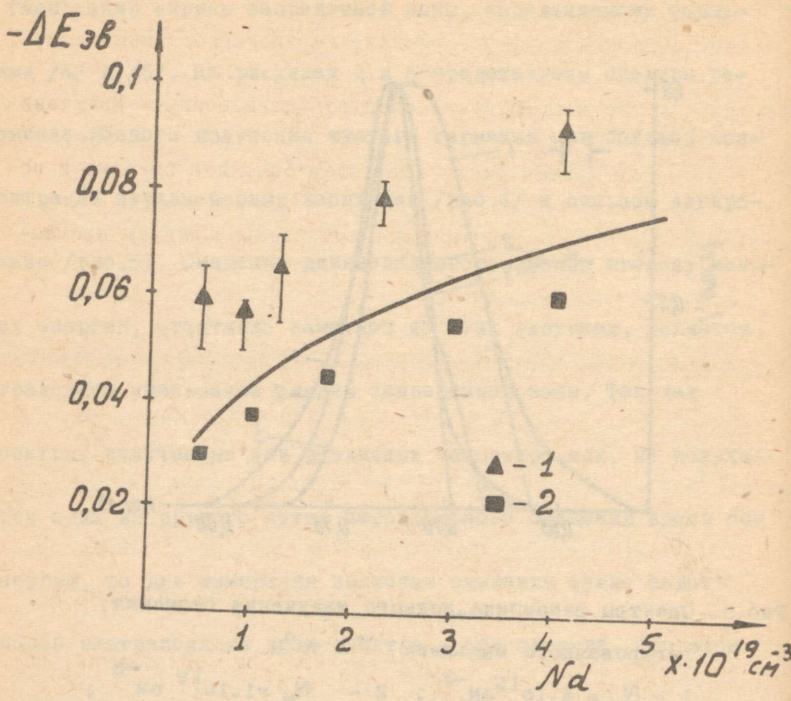


Рис.6. Уменьшение ширины запрещенной зоны германия при легировании мышьяком [10] . 1 - экспериментальные данные, полученные путем анализа данных по поглощению [8] . 2 - экспериментальные данные по излучательной рекомбинации [9] . Сплошная кривая - теоретическая, построенная с учетом корреляции во взаимном расположении примесных центров.

ти. На рис.6 представлены результаты определения уменьшения ширины запрещенной зоны германия, легированного мышьяком, по результатам исследования спектров поглощения и излучения. Теоретическая кривая учитывает вклад обменной энергии и поправку, обусловленную упорядоченным распределением примесных центров [10] .

§ 3. Образование уровней энергии в запрещенной зоне сильно легированного полупроводника

Вопросам, связанным с изменениями, происходящими в энергетическом спектре полупроводника при легировании, посвящено большое количество теоретических исследований /см., например, [15-24] /. Здесь мы, однако, рассмотрим лишь физические причины, приводящие к размытию краев зон сильно легированного полупроводника, и постараемся установить связь между результатами оптических экспериментов и выводами теории. Условие сильного легирования $r_k n^{\frac{1}{3}} \gg 1$ можно представить в одном из следующих видов:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2 m_{эф.}} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \gg \frac{q^2 n^{\frac{1}{3}}}{\varepsilon} \qquad /6/$$

или

$$r_э \gg n^{-\frac{1}{3}}, \qquad /7/$$

где $r_э = \sqrt{\frac{3\hbar^2}{4q^2 m_{эф.}} \left(\frac{\pi}{3n}\right)^{\frac{1}{3}}}$ – длина экранирования в вырожденном электронном газе. Условие /6/ означает, что кинетическая энергия носителя значительно больше средней энергии взаимодействия носителя с отдельным примесным ионом. При выполнении этого условия поле отдельного примесного центра оказывает весьма малое влияние на движение носителя тока. Условие /7/ означает, что на электрон одновременно действует поле многих примесных центров. Таким образом, для нахождения энергетического спектра сильно легированного полупроводника следует рассмотреть движение одного электрона в достаточно медленно меняющемся суммарном поле, образованном хаотическим наложением отдельных экранированных потенциалов отдельных примесных центров. Максимальный размер флуктуации потенциала не может существенно превосходить $r_э$. Так как длина волны электрона на поверхности Ферми по поряд-

ку величины равна $n^{-\frac{4}{3}}$, то в пределах размера флуктуации может уложиться большое число длин волн электрона и движение электрона можно описывать квазиклассически. Последнее означает, что при вычислении энергетического спектра можно исходить из предположения, что в каждой точке пространства плотность состояний описывается той же формулой, что и в чистом полупроводнике, если отсчитывать энергию от края зоны, флуктуирующего в точном соответствии с флуктуациями электростатического потенциала. Иными словами это означает, что кинетическая энергия, возникающая при локализации электрона в яме, мала по сравнению с глубиной ямы. Такой подход развивался в работах [15,24]. Образование глубоко лежащих состояний в запрещенной зоне связано с существованием больших флуктуаций концентрации примесных центров, образующих глубокие потенциальные ямы. Из распределения Пуассона следует, что вероятность образования ямы заданной глубины тем больше, чем меньше размеры ямы. Однако размеры ямы нельзя уменьшать беспредельно, так как это приведет к росту кинетической энергии, возникающей при локализации электрона в

пределах ямы. Поэтому для того, чтобы найти параметры флуктуаций, наиболее существенным для образования состояний с данной энергией, необходимо тем или иным способом учесть кинетическую энергию. В работе [19] размер наиболее существенных флуктуаций и, следовательно, областей локализации соответствующих волновых функций подбирался с таким расчетом, чтобы плотность состояний данной энергии оказалась максимальной. При этом оказывается, что чем глубже в запрещенной зоне расположены уровни, тем меньше размер флуктуаций и связанных с ними волновых функций. Образование глубоких "хвостов" происходит в некомпенсированных полупроводниках преимущественно у зоны основных носителей. Действительно, для образования глубокого уровня необходимо создать флуктуацию плотности притягивающего заряда, значительно превышающую среднюю. Для основных носителей, в принципе, возможно создать сколь угодно большое возрастание притягивающего заряда, так как при этом некоторое число примесных центров должно войти в рассматриваемый объем. В то же время для неосновных носителей притягивающий заряд образуется за

счет ухода примесных центров, и поэтому его плотность не может существенно превысить средн ю плотность основных носителей. Плотность состояний и форма спектров поглощения и излучения сильно легированных полупроводников связаны между собой весьма сложным образом [16] . Основная идея работы [16] состоит в следующем.

Длинноволновые флуктуации не изменяют локальной ширины запрещенной зоны. Однако вследствие туннельного эффекта в легированном полупроводнике все же может произойти поглощение фотона с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны /см.рис.7/. Вероятность туннельного эффекта существенно зависит от эффективной массы носителей.

Если эффективные массы в зоне проводимости и валентной зоне достаточно велики, то для носителей в обеих зонах может выполняться неравенство

$$\varphi_0 \gg \frac{1}{m}\left(\frac{\hbar}{r}\right)^2, \qquad /8/$$

где φ_0 и r - глубина и линейные размеры потенциальной ямы.

Неравенство /8/ означает, что кинетическая энергия, связанная с локализацией электрона в яме, значительно

меньше глубины ямы. Обратное условие означало бы, что яма столь мелка, что в ней не могут образоваться локальные уровни. Выполнение условия /8/ означает кроме того, что вероятность туннельного просачивания носителя за пределы ямы

$$w \sim \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m\varphi_0 r^2}\right] \sim \exp\left[\frac{8\varphi_0 m r^2}{\hbar^2}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad /9/$$

мала.

Таким образом, если условие /8/ выполнено применительно к обеим зонам, то несмотря на то, что хвосты плотности состояний и образуются /то есть некоторая часть состояний попадает в область энергий, соответствующую запрещенной зоне чистого полупроводника/, "оптическая" ширина запрещенной зоны остается неизменной. Для того, чтобы хвосты плотности состояний, связанные с длинноволновыми флуктуациями потенциала, можно было наблюдать в оптических опытах, необходимо, чтобы для одной из зон было выполнено неравенство, противоположное /8/. В этом случае носители этой зоны /на рис.7 зоны проводимости/ свободно туннелируют через барьеры, вследствие чего локальная "оптическая" ширина запрещенной

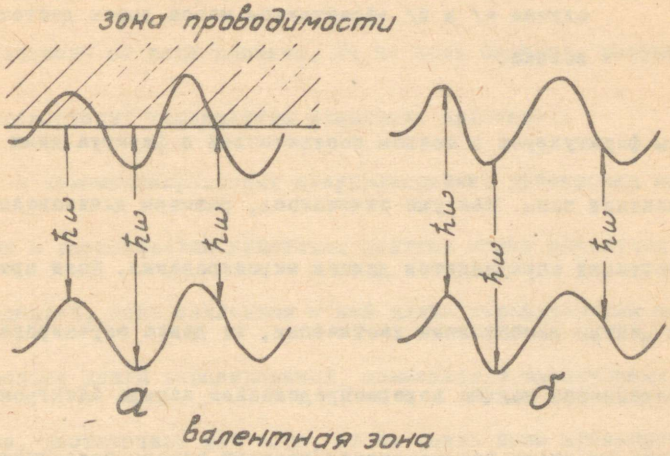


Рис.7. Схема, поясняющая, каким образом величина эффективной массы носителей сказывается на возможности наблюдения длинноволновых флуктуаций потенциала в оптических экспериментах.

а/ – эффективная масса электронов столь мала, что электроны легко туннелируют через барьеры, образованные флуктуациями потенциала /выполнено неравенство, обратное /8//. Край поглощения размыт за счет флуктуаций края валентной зоны.

б/ – эффективная масса электронов велика /выполнено неравенство, обратное /8//. Флуктуации по-

тенциала не приводят к флуктуациям "оптической" ширины запрещенной зоны. Предполагается, что в случае а/ и б/ эффективная масса дырок достаточно велика.

зоны флуктуирует в точном соответствии с флуктуациями края валентной зоны. Как уже отмечалось, размеры длинноволновых флуктуаций определяются длиной экранирования. Если примесные центры расположены хаотически, то длина экранирования определяется только перераспределением заряда электронов. Именно из этого предположения исходят авторы большинства теоретических работ, посвященных сильно легированным полупроводникам.

В работе [16] показано, что в сильно легированных компенсированных полупроводниках экранировка определяется дебаевской корреляцией в расположении примесных центров, "замороженной" в образце в процессе остывания. Эта корреляция приводит к длине экранирования, равной

$$L_э = \sqrt{\frac{\varepsilon \kappa T'}{4\pi q^2 (N_д + N_а)}}, \qquad /10/$$

где N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов, а T' – температура, при которой ионы примеси теряют подвижность. T' зависит от рода примеси, но во всех случаях, разумеется, не превосходит температуры плавления кристалла.

В некомпенсированных полупроводниках дебаевская корреляция в расположении примесных центров может оказаться преобладающей, если связанная с ней длина экранирования окажется меньше длины экранирования, связанной с электронами. Условие, достаточное для того, чтобы можно было пренебречь вкладом электронов в экранирование, легко получить, сравнивая длины экранирования /10/ и /7/. После преобразований получим

$$E_F >> \kappa T', \qquad /11/$$

где E_F – энергия Ферми электронов.

Так как температура плавления большинства полупроводников лежит в пределах 600-1200°С, а энергия Ферми может быть значительно больше 0,1 эв, то ясно, что пренебрежение вкладом ионов примеси во многих случаях не оправдано.

Оценим теперь величину размытия края оптического погло-

щения. По порядку величины это размытие равно среднеквадратичной флуктуации потенциала.

$$\overline{\varphi^2} = \frac{q^4 (\Delta n)^2}{\varepsilon^2 r_э^2} = \frac{q^4 r_э n}{\varepsilon^2}, \qquad /10/$$

где Δn - среднеквадратичная флуктуация числа ионов в объеме порядка $r_э^3$, $(\Delta n)^2 = r_э^3 n$.

Результаты исследования края поглощения германия, содержащиеся в работе [16], качественно подтверждают вышеизложенное соображение. Оказалось, что в сильно легированном компенсированном германии край прямых переходов размыт существенно сильнее, чем непрямых переходов /масса электрона весьма мала и имеет место случай, изображенный на рис.7 /а/ /. В случае же непрямых переходов масса электронов велика и для обеих зон выполнено неравенство /8/, вследствие чего обусловленные среднеквадратичной флуктуацией потенциала хвосты в опытах по поглощению не проявляются. Следует отметить, что при исследовании излучательной рекомбинации в сильно легированном компенсированном германии "хвосты" в области непрямых переходов все же были обнаруже-

ны [22] . Это обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что неравенство /8/ в данном случае выполнено без достаточного запаса и, кроме того, опыты по излучательной рекомбинации оказываются в данном случае более чувствительными к присутствию "хвостов" зон. Действительно, при достаточно низкой температуре неравновесные носители попадают в наиболее глубокие потенциальные ямы и практически не могут быть термически выброшены оттуда. Поэтому единственно возможный механизм рекомбинации состоит в рекомбинации электронов и дырок, захваченных соседними потенциальными ямами. По крайней мере частично такая излучательная рекомбинация является излучательной.

Схема рекомбинации приведена на рис.8. Легко видеть, что здесь имеется достаточно глубокая аналогия с межпримесной рекомбинацией. Основное различие состоит в том, что в случае сильно легированных полупроводников носители захватываются не отдельными атомами примеси, а их скоплениями. Для сильно легированных некомпенсированных полупроводников интерпретация экспериментов существенно усложняется тем об-

стоятельством, что кроме "хвостов" зон, обусловленных флуктуациями концентрации примесных центров, существуют еще и другие причины возникновения длинноволнового излучения. Одна из таких причин рассматривается в следующем параграфе.

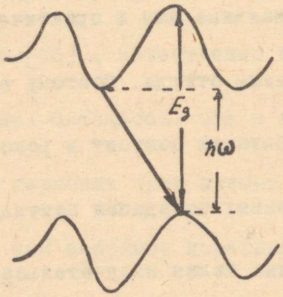


Рис.8. Схема излучательной рекомбинации в сильно легированном компенсированном полупроводнике.

§ 4. Непрямые оптические переходы в полупроводниках, обусловленные взаимодействием носителей тока

Возможность непрямых оптических переходов /то есть переходов, при которых импульс электрона в конечном состоянии не равен импульсу в начальном состоянии/ связывается обычно с взаимодействием электронов с фононами и ионами примеси [8,32].

Однако при достаточно большой концентрации свободных носителей тока закон сохранения импульса в принципе может быть выполнен за счет столкновений между носителями. При этом носителям передается не только импульс, но и часть энергии, вследствие чего возможно излучение и поглощение фотонов с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны. На возможность таких переходов в полупроводниках впервые было указано С.М.Рывкиным в работе [25].

Теория таких переходов содержится в работе [26].

Схема переходов с передачей импульса носителя тока приведена на рис.9. Электроны 1 и 2 столкновения попадают в виртуальные состояния 3 и 4, после чего происходит излучательная рекомбинация одного из этих электронов. В результате рождается фотон с энергией $\hbar\omega = E_g + E_1 - E_2 - E_3 + E_4$, а носитель 2 увеличивает свою кинетическую энергию на величину $E_3 - E_1$. Нахождение электронов в состояниях 3 и 4 не противоречит закону сохранения энергии, так как виртуальные состояния 3 и 4 существуют столь короткое время τ, что неопределенность их энергии превышает $E_3 \left(\tau < \frac{\hbar}{E_3}\right)$.

Переходы с передачей части энергии носителя тока можно рассматривать и с несколько других позиций. Вследствие взаимодействия носителей тока их волновые функции, вообще говоря, не являются плоскими волнами $\Psi \sim e^{i\vec{k}\vec{r}}$, а представляют собой суперпозицию вида $\Psi \sim \sum_{k=0}^{\infty} A(k) e^{i\vec{k}\vec{r}}$, так, что электрон не имеет определенного значения импульса, и в опытах по поглощению и излучению света можно обнаружить наличие у электрона любого импульса с вероятностью, пропор-

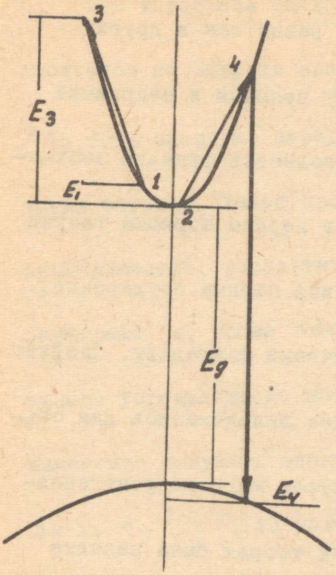


Рис.9.

Схема образования длинноволнового рекомбинационного излучения при непрямых переходах, обусловленных взаимодействием носителей тока. Электроны 1 и 2 в результате столкновения попадают в виртуальные состояния 3 и 4, после чего происходит излучательный переход одного из этих электронов в свободное состояние валентной зоны. В результате генерируется фотон с энергией $\hbar\omega = E_g + E_1 - E_2 - E_3 + E_4$,

где E_4 - энергия дырки.

циональной $|A(\kappa)|^2$. Это обстоятельство показывает, что при большой концентрации носителей, равно как и других рассеивающих центров, различие между прямыми и непрямыми переходами несколько условно. Если волновая функция взаимодействующих электронов вычисляется в первом порядке теории возмущений и при этом учитываются лишь парные соударения, то обе приведенные трактовки практически совпадают. Следует отметить, что подобные переходы ранее привлекались для объяснения длинноволновых хвостов спектров мягкого рентгеновского излучения металлов [27], а их теория была развита Ландсбергом [28]. С небольшими изменениями эта теория может быть применена к полупроводникам [29].

Рассмотрим теперь более подробно процесс излучения фотонов с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны в полупроводниках типа германия и кремния, абсолютные экстремумы зоны проводимости и валентной зоны которых находятся в далеко отстоящих друг от друга точках κ-пространства *.

---

* Такое ограничение представляется разумным потому, что переходы при взаимодействии носителей тока к настоя-

Для упрощения вычислений будем считать, что разброс носителей по энергии значительно меньше дефицита энергии / то есть энергии, передаваемой носителю в процессе излучения фотона/. Такое предположение соответствует условиям экспериментов, результаты которых будут представлены в этом параграфе, и, кроме того, позволяет избежать весьма трудоемкого усреднения по начальным состояниям носителей. Если изменение импульса электронов Δk при столкновении велико $\Delta k \gg r_s^{-1}$, то можно принимать во внимание лишь парные столкновения носителей. При выполнении неравенства $\xi = \frac{q^2}{\varepsilon \hbar v} \ll 1$, где v - относительная скорость носителей, для вычисления волновой функции можно ограничиться первым порядком теории возмущения [30].

В соответствии с этим

$$\Psi(r_1, r_2) = \Psi_0 + \sum \frac{\int e^{-i(\vec{k}_1\vec{r}_1 + \vec{k}_2\vec{r}_2)} \frac{q^2 e^{-\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{r_s}}}{\varepsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} e^{i(\vec{k}_3\vec{r}_1 + \vec{k}_4\vec{r}_2)} d\vec{r}_1\, d\vec{r}_2}{\frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2 k_4^2}{2m_2} - \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_1} - \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_2}}, \qquad /13/$$

щему времени экспериментально изучены только в германии. Кроме того, в этом случае существенно упрощаются ограничения, связанные с выполнением закона сохранения импульса.

где $\psi_0 = e^{i(\vec{k}_1\vec{r}_1 + \vec{k}_2\vec{r}_2)}$ - волновая функция невзаимодействующих частиц, $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_3$ - волновые числа в начальном состоянии, а m_1 - эффективная масса первой частицы; $\vec{k}_2$, $\vec{k}_4$ и m_2 - соответствующие обозначения для второй частицы, $r_э$ - длина экранирования. Так как в рассматриваемом приближении несущественно, какой характер носит кулоновское взаимодействие частиц: притяжения или отталкивания, то сталкивающиеся частицы могут иметь как одноименные, так и разноименные заряды.

Интеграл, стоящий в числителе /13/, как известно /см. например, [31], равен

$$\frac{4\pi q^2 \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2,\ \vec{k}_3 + \vec{k}_4)}{(\vec{k}_3 - \vec{k}_1)^2 + r_э^{-2}}. \qquad /14/$$

Далее можно ограничиться лишь случаем, когда $|\vec{k}_3| \gg |\vec{k}_1|$, $|\vec{k}_4| \gg |\vec{k}_2|$ и, кроме того, $k_3 \gg r_э^{-1}$. Учитывая эти упрощения и /14/,/13/ можно переписать в виде

$$\Psi(r_1, r_2) = \Psi_0 + \sum_{\vec{k}_3} \frac{8\pi q^2 m_{пр.}}{|\vec{k}_3|^4 \hbar^2} e^{i\vec{k}_3(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \quad /15/$$

где $m_{пр.} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ - приведенная эффективная масса.

Рассмотрим для определенности полупроводник n-типа / $n >> p$ /. Соответствующие схемы переходов изображены на рис.1о. В этом случае существенны лишь переходы, вероятность которых пропорциональна $n^2 p$. Такими переходами могут быть переходы при столкновении двух электронов /рис. 1о /а/ / и электрона и дырки /рис.1о /б/ /.

Вероятность того, что вследствие рекомбинации одного из электронов другой получит энергию в интервале от E до $E + dE$, определяется квадратом коэффициентов в разложении волновой функции /15/

$$w(E)\,dE = \frac{4\sqrt{2}\, q^4 m_{пр.}^2 \hbar n}{\varepsilon^2 E^{3,5} m_e^{2,5}} dE \; ; \quad /16/$$

для электрон-электронных столкновений $m_{пр.} = \frac{m_e}{2}$,

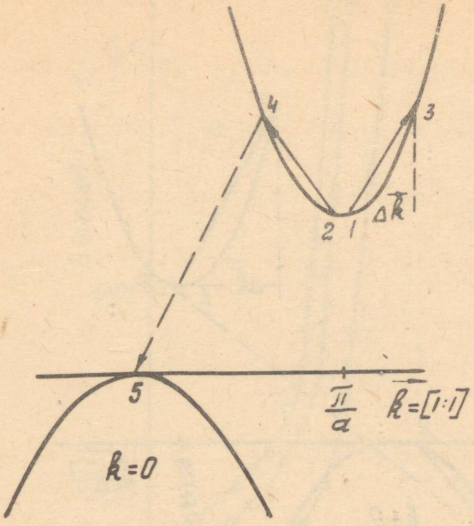
для электрон-дырочных столкновений $m_{пр.} = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$

Так как вероятность обычной /без передачи энергии одно-

му из носителей/ рекомбинации практически не зависит от энергии носителей, то /16/ представляет собой уравнение спектральной кривой длинноволнового рекомбинационного излучения. Интенсивность этого излучения уменьшается с уменьшением энергии квантов по закону

$$I \sim E^{-3,5} = (E_g - \hbar\omega)^{-3,5}. \qquad /17/$$

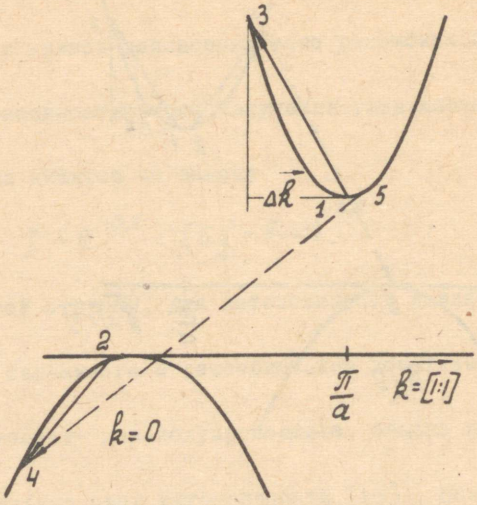
С другой стороны, для интенсивности длинноволнового излучения, связанного с рекомбинацией носителей тока, находящихся в "хвостах" зон полупроводника, обычно предсказывается экспоненциальный спад интенсивности [15] . Поэтому можно ожидать, что при достаточно большом дефиците энергии / $E_g - \hbar\omega$ / длинноволновое излучение будет почти полностью обусловлено непрямыми оптическими переходами при взаимодействии носителей тока. Следует отметить, что образование длинноволнового излучения за счет непрямых оптических переходов, обусловленных взаимодействием носителей тока, возможно не только в сильно легированных, но и в чистых полупроводниках при создании в них большой концентрации неравновесных носителей тока. Длинноволновые участки спектров



а

Рис. 1о . Схема излучательных переходов, включающих взаимодействие носителей тока в германии n -типа. Наклонные штриховые прямые обозначают оптический переход с одновременным взаимодействием с фононом или ионом примеси, при котором уносится основная часть квазиимпульса.

а/ Электрон-электронные столкновения, вероятность переходов пропорциональна $n^2\rho$;



б

б/ электрон-дырочные столкновения, вероятность переходов пропорциональна n^2p .

чистого германия, полученные при различных концентрациях неравновесных носителей тока, представлены на рис.11. Кривые нормализованы так, что интенсивность в максимуме каждой кривой принята за единицу. Отчетливо заметно увели-

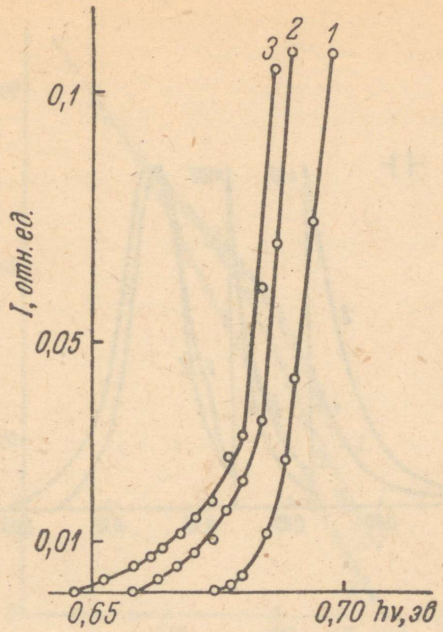


Рис. 11. Длинноволновые участки спектров рекомбинационного излучения чистого германия при различных уровнях инжекции [35] : 1 - 5.10^{15} $см^{-3}$; 2 - 1.10^{17} $см^{-3}$; 3 - 3.10^{17} $см^{-3}$.

чение длинноволнового хвоста излучения по мере увеличения концентрации неравновесных носителей тока.

На рис. 12 представлены спектры рекомбинационного излучения германия, легированного мышьяком. Длинноволновые

28.

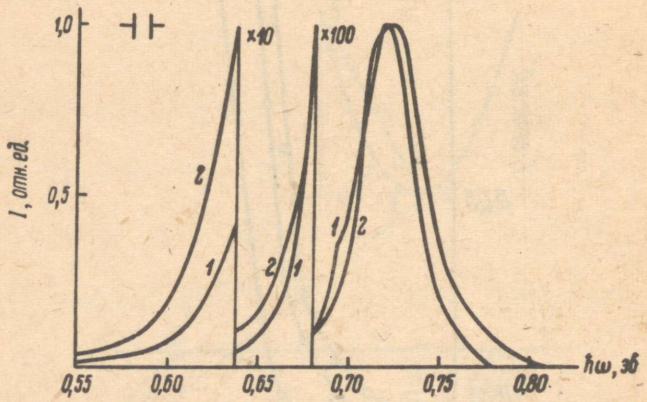


Рис. 12. Спектры длинноволнового излучения двух образцов германия, легированного мышьяком [9]. 1 - $N_d = 2.10^{18}$ см$^{-3}$; 2 - $N_d = 5.10^{18}$ см$^{-3}$; $T = 80^{\circ}$К.

участки этих спектров, построенные в двойном логарифмическом масштабе, изображены на рис.13. Вид спектральной кривой в длинноволновой области соответствует зависимости

$$I \sim (E_g - \hbar\omega)^{-4},$$

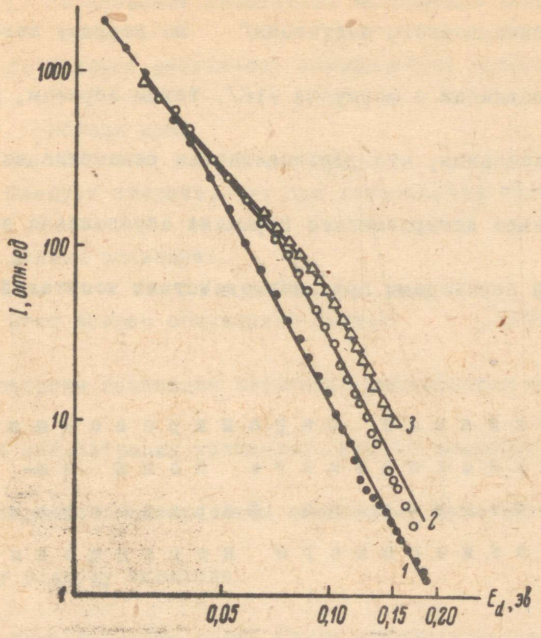


Рис.13. Спектры длинноволнового излучения германия, легированного мышьяком, построенные в двойном логарифмическом масштабе [9] : 1 – N_d = 2.10^{18} $см^{-3}$; 2 – $N_d = 5.10^{18}$ $см^{-3}$; 3 – N_d = $= 1.10^{19}$ $см^{-3}$.

что весьма близко к /17/.

Относительная интенсивность длинноволнового излучения /то есть отношение интенсивности длинноволнового излучения

в интервале ΔE вблизи $\hbar\omega$ к полной интенсивности обычного рекомбинационного излучения/ по порядку величин находится в согласии с формулой /16/. Таким образом, можно считать доказанным, что длинноволновое рекомбинационное излучение сильно легированного германия обусловлено непрямыми оптическими переходами при взаимодействии носителей тока.

§ 5. Влияние экранирования кулоновского поля носителей на форму края оптического поглощения

При поглощении света вблизи края, создаются электронно-дырочные пары, носители тока в которых обладают малой кинетической энергией. Поэтому даже сравнительно слабое кулоновское взаимодействие оказывает существенное влияние на движение носителей. При достаточно малой концентрации носителей кулоновское взаимодействие ответственно за следующие основные особенности формы края поглощения [32-33] .

1. Образование экситонных максимумов поглощения.

2. Сильное увеличение коэффициента поглощения.

вблизи края.

Следует ожидать, что при легировании экситонные максимумы должны исчезнуть.

Этот вопрос обсуждался Моттом , который отметил, что энергия ионизации экситонов уменьшается по мере увеличения концентрации носителей. Уровни экситона исчезают, когда длина экранирования становится примерно равной боровскому радиусу экситона.

Экранирование можно грубо предотавить как "выключение" кулоновского взаимодействия между носителями. При возрастании концентрации носителей форма спектра должна изменятьоя от формы, вычиоленной при учете электронно-дырочного взаимодействия [33], к форме, соответствующей отсутствию взаимодействия [32] /см.рис.14/. Для экспериментального исследования влияния экранирования на форму края поглощения следует создать условия, при которых было бы устранено влияние заполнения краев зон /эффект Бурштейна/.

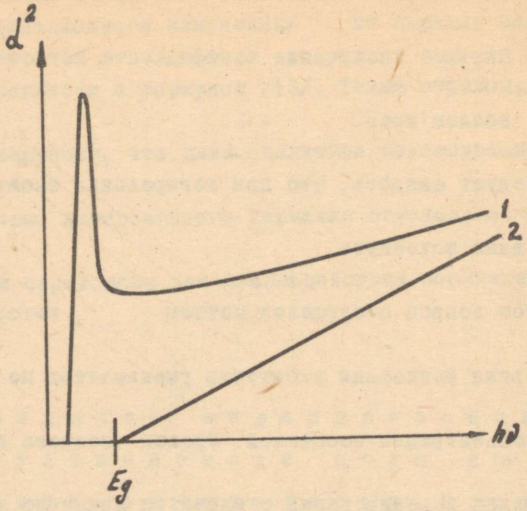


Рис.14. Форма края поглощения, рассчитанная при учете кулоновского взаимодействия создаваемых светом электронов и дырок [33] - 1 и 2 - форма края поглощения, рассчитанная без учета электронно-дырочного взаимодействия [32] .

Такие условия создаются, например, при исследовании прямых переходов в германии n-типа, так как электроны заполняют долины при $\vec{k} = [111]$, расположенные примерно на 0,15 эв ниже минимума зоны проводимости при $k = 0$.

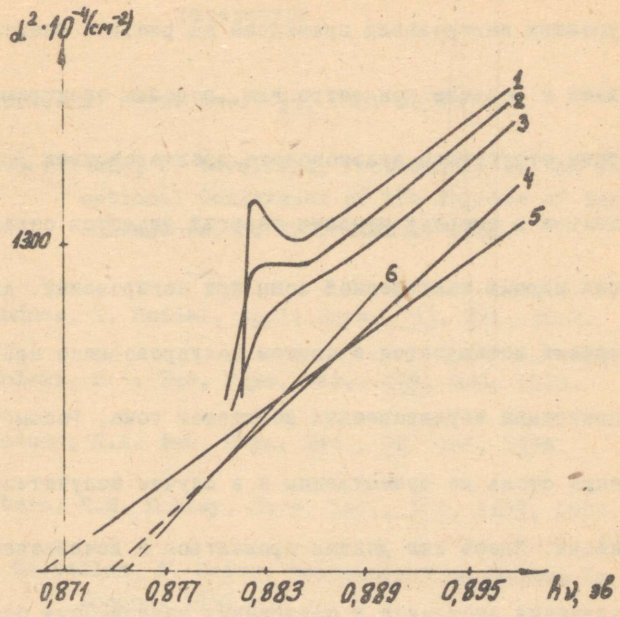


Рис.15. Спектры края поглощения германия в области прямых переходов, полученные при 77°К и различных уровнях легирования донорными примесями [36]:
1 - $N_d = 1 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$; 2 - $N_d = 2.1 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$;
3 - $N_d = 8.1 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$; 4 - $N_d = 2.1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$;
5 - $N_d = 1{,}5.1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$; 6 - спектр получен на чистом образце при большом уровне световой инжекции.

Спектры поглощения, полученные при $T = 77^{\circ}K$ и различных уровнях легирования приведены на рис.15. Спектры, относящиеся к большим концентрациям, подобны спектрам, соответствующим отсутствию кулоновского взаимодействия /рис.14/. Сдвиг спектра в сторону меньших энергий является отражением уменьшения ширины запрещенной зоны при легировании. Аналогичный эффект наблюдается в чистом полупроводнике при большой концентрации неравновесных носителей тока. Рассмотренные явления столь же существенны и в случае излучательной рекомбинации. Здесь они должны проявиться в исчезновении линий излучения экситонов и ослаблении зависимости сечения излучательной рекомбинации от энергии носителей. Однако до сих пор этот вопрос экспериментально не исследован. В работе [34] изучалось исчезновение линий, связанных с меньшими донорами в спектрах излучательной рекомбинации германия с мышьяком при большой концентрации неравновесных носителей тока.

Литература

1. E. Burstein, Phys. Rev., 93, 632, 1954.

2. C.B. Guillaume, P. Lavallard, Proceedings of the International Conference of the Physics of Semiconductors, p. 875, Exeter, 1962.

3. I. Kudman, T. Seidel, Appl. Phys., 33, 771, 1962.

4. G. Goleli, H.I. Fan, Phys. Rev., 119, 613, 1960.

5. W. Kaiser, H.I. Fan, Phys. Rev., 98, 966, 1955.

6. F. Stern, R.M. Talley, Phys. Rev., 100, 1639, 1955.

7. G.W. Castellan, F. Seitz, Semiconducting Materials, London, 1951.

   Русский перевод: Полупроводниковые материалы, стр.14, ИЛ, М., 1954.

8. J.I. Pankove, P. Aigrain, Phys. Rev., 126, 956, 1962.

9. А.А.Рогачев, Н.И.Саблина, ФТТ, 8, 866, 1966.

10. А.А.Рогачев, ФТТ, 9, 369, 1967.

11. А.П.Шотов, М.С.Мурашов, ФТП, 1, 537, 1967.

12. В.М.Аспин, А.А.Рогачев, ФТТ, 5, 1370, 1963.

13. J.C. Slater, Phys. Rev., 81, 385, 1951.

14. F. Seitz, The Modern Theory of Solids, New-York, 1940. Русский перевод: Современная теория твердого тела, стр. 364, Гостехиздат , 1949.

15. В.Л.Бонч-Бруевич, Вопросы электронной теории сильно легированных полупроводников. Изв. ВИНИТИ АН СССР, 1965.

16. Л.В.Келдыш, Г.П.Прошко, ФТТ, 5, 3378, 1963.

17. В.Л.Бонч-Бруевич, Proc. Int. Conf. Phys. of Semicond., Exeter, July, 1962, p. 216, London.

18. Б.А.Волков , В.В. Матвеев, ФТТ, 8, 817, 1966.

19. E.O. Kane, Phys. Rev., 131, 79, 1963.

20. R.J. Parmenter, Phys. Rev., 97, 587, 1955.

21. P. Aigrain, Physica, 20, 978, 1954.

22. C.B. Guillaume, J. Cernogora, Phys. Stat. Sol., 11, 295, 1965.

23. T.N. Morgan, Phys. Rev., 148, 890, 1966.

24. В.С.Багаев, Ю.И.Березашвили , Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая, Л.В.Келдыш, А.П.Шотов, ФТТ, 6, 1399, 1964.

25. С.М.Рывкин, ФТТ, 7, 1278, 1965.

26. С.М.Рывкин, А.А.Гринберг, Н.И.Крамер, ФТТ, 7, 2195, 1965.

27. W.M. Cady, D.I. Tomboulain, Phys. Rev., 59, 381, 1941.

28. P.T. Landsberg, Proc. Phys. Soc., 62, A 806, 1949.

29. P.T. Landsberg, Phys. Stat. Sol., 15, 623, 1966.

30. А.С.Давыдов, Квантовая механика, Физматгиз , 1963.

31. J.M. Ziman, Electrons and Phonons, Oxford, 1960.
Русский перевод: Д.Займан, Электроны и фононы, ИЛ ,1962.

32. J. Bardeen, F. Blatt, L.I. Hall, Proceedings of Photoconductivity Conference in Atlantic City, New-York, 1954.

33. R.J. Elliot, Phys. Rev., 108, 1384, 1957.

34. А.А.Рогачев, Н.И.Саблина, ФТТ, 8, 187, 1966.

35. А.А.Рогачев, С.М.Рывкин, ФТТ, 7, 3339, 1965.

36. В.М.Асин, А.А.Рогачев, Phys. Stat. Sol., 20, 755, 1967.

О г л а в л е н и е

Стр.

М.В. Ф о к. Некоторые нерешенные вопросы электролюминесценции 3

А.Э. Ю н о в и ч. Излучательная рекомбинация в p-n переходах в полупроводниках 9

Ю.Н. Н и к о л а е в. Модели двойной инжекции электронов и дырок в твердые тела .. 69

В.А. Ч у е н к о в. О процессах ионизации и рекомбинации в диэлектриках и полупроводниках в сильном электрическом поле 116

Ж.И. А л ф е р о в. Электролюминесценция гетеропереходов в полупроводниках 142

А.А. Р о г а ч е в. Излучательная рекомбинация и межзонное поглощение в сильно легированных полупроводниках .. 176

TÜ RAAMATUKOGU
10300013521903

Цена 40 коп.

XI
1/А-15525
317 671