

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА  
АКАДЕМИИ НАУК СССР

---

на правах рукописи

Кукушкин Игорь Владимирович

ТЕРМОДИНАМИКА И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА НЕРАВНОВЕСНОЙ  
ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЫ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАН-  
НОМ ГЕРМАНИИ

01.04.07 - физика твердого тела

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физ.-мат. наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук  
профессор В.Б.Тимофеев

Черноголовка  
1983

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ .....	4
ГЛАВА I. Газ фотовозбужденных носителей заряда в одноосно деформированном германии .....	7
§ 1. Электронно-дырочная жидкость в деформированных кристаллах германия .....	7
§ 2. Газ неравновесных носителей, окружающий капли ЭДЖ в германии .....	13
§ 3. Механизмы рассеяния неравновесных носителей заряда в германии .....	16
ГЛАВА 2. Парциальный состав электронно-дырочной системы в однородно скатом германии .....	19
§ 1. Зонная структура германия и основное состояние электронно-дырочной системы .....	19
§ 2. Методика эксперимента .....	22
§ 3. Влияние одноосной деформации на стабильность ЭДЖ и парциальный состав газовой фазы .....	27
§ 4. Влияние слабого магнитного поля на стабильность ЭДЖ в одноосно скатом Ge.....	47
§ 5. Особенности спектра излучения ЭДЖ малой плотности .....	59
§ 6. Фазовая диаграмма газ-ЭДЖ и парциальный состав газовой фазы в однородно скатом германии .....	69
ГЛАВА 3. Экситонный газ в неоднородно деформированном германии .....	73
§ 1. Фотогальванопьезомагнитный эффект и экситон-	

ный коллапс .....	стр. 73
§ 2. Методика эксперимента .....	76
§ 3. Ионизационное разрушение экситонов при температурах выше критической для их конденсации в ЭДЖ .....	81
§ 4. Особенности перехода диэлектрик-металл в экситонной системе при низких температурах .....	93
§ 5. Механизмы дестабилизации капель ЭДЖ .....	100
<b>ГЛАВА 4. Механизмы рассеяния носителей заряда в фотовозбужденной электронно-дырочной системе .....</b>	<b>112</b>
§ 1. Фотогальванопьезомагнитный эффект в неоднородно деформированном германии .....	112
§ 2. Рассеяние свободных носителей на акустических фононах .....	115
§ 3. Электронно-дырочное рассеяние .....	123
§ 4. Электрон-экситонное рассеяние .....	129
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>139</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА .....</b>	<b>142</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование коллективных эффектов в плотной экситонной системе в полупроводниках является одним из актуальных направлений в физике твердого тела. Из-за относительно малой величины эффективных масс носителей заряда и сравнительно большой величины диэлектрической проницаемости в полупроводниках боровский радиус экситона более чем на порядок может превышать постоянную решетки. Это обстоятельство имеет фундаментальное значение и позволяет описывать энергетический спектр экситона в приближении эффективной массы, а кроме того означает, что экситон, по-существу, есть макроскопическое образование в кристалле, аналогичное обычному атому. О том, насколько глубока эта аналогия, свидетельствует тот факт, что газ экситонов, подобно обычному атомарному газу, может конденсироваться в жидкую фазу — электронно-дырочную жидкость. Поэтому экситонная система в полупроводниках является удобным объектом, позволяющим легко и доступно моделировать эксперименты по изучению вещества в экстремальных условиях — в сверхсильных магнитных полях, сверхвысоких давлениях и т.д.

К моменту начала выполнения диссертационной работы многие коллективные эффекты в экситонной системе были глубоко и всесторонне изучены (в первую очередь это относится к исследованию свойств электронно-дырочной жидкости), однако целый ряд вопросов принципиального характера оставался невыясненным и требовал дальнейших исследований. Так, в германии практически совершенно неизученными оставались свойства газовой фазы и, в частности, несмотря на многочисленные попытки, не были обнаружены экситонные молекулы. Не было ясности в проблеме перехода диэлектрик-металл в экситонной системе большой плотности. Очевидно, что наилучшие условия

для решения этих задач реализуются при низких температурах и больших плотностях экситонного газа, однако, выполнению этих двух требований препятствует конденсация экситонов в жидкую фазу, имеющую большую энергию связи. Поэтому весьма актуальной оказывается проблема дестабилизации электронно-дырочной жидкости. Исследованию перечисленных, а также некоторых других вопросов и посвящена настоящая работа.

В первой главе диссертации дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению свойств электронно-дырочной жидкости и окружающего ее газа экситонов и экситонных молекул в одноосно сжатых кристаллах германия, а также работ, посвященных различным механизмам рассеяния носителей заряда. Отмечены основные методические и экспериментальные трудности, которые имели место в ранних экспериментах. Показано, что вне поля зрения, как теоретиков, так и экспериментаторов, оказался наиболее перспективный случай одноосно деформированного германия вдоль оси, близкой, но не равной  $\langle 100 \rangle$ .

Во второй главе исследуется влияние сильной одноосной однородной деформации и слабого магнитного поля на стабильность ЭДЖ и частичный состав газовой фазы. В однородно сжатом германии определены параметры и изучены свойства электронно-дырочной жидкости, а также особенности спектра ее излучения. Обнаружены экситонные молекулы, определена их энергия связи, изучены особенности их спектра излучения, поведение в условиях ударной ионизации и, кроме того, показано, что они оказываются нестабильными в магнитном поле  $\geq 1,5$  Т.

Третья глава посвящена изучению перехода диэлектрик-металл в плотной экситонной системе. Показано, что чрезвычайно перспективной, с точки зрения обнаружения перехода Мотта, оказывается система

экситонов, дрейфующих в поле неоднородной деформации поперек магнитного поля. Ионизационное разрушение экситонов в такой системе сопровождается гигантским скачком фототока и одновременным появлением новой линии излучения в спектре люминесценции. В этой же главе при низких температурах изучена роль капель электронно-дырочной жидкости в дрейфующем плотном газе экситонов и исследованы механизмы их дестабилизации.

В четвертой главе диссертации на основе исследования нового фотогальванопьезомагнитного эффекта изучены механизмы рассеяния носителей заряда в фотовозбужденной электронно-дырочной системе при низких температурах. Определены времена рассеяния носителей на акустических фононах, экситонах, а также время электронно-дырочного рассеяния. Исследованы зависимости времен релаксации импульса для основных механизмов рассеяния от плотности и температуры электронно-дырочной системы.

## ГЛАВА I. Газ фотовозбужденных носителей заряда в одноосно деформированном германии.

### § I. Электронно-дырочная жидкость в деформированных кристаллах германия.

Электроны и дырки в полупроводниках, возбужденные светом с энергией фотона, большей ширины запрещенной зоны, под действием кулоновского взаимодействия могут образовывать связанное состояние - экситон-аналог атома водорода или, точнее, атома позитрония. Время жизни экситонов оказывается наиболее длинным, а газ экситонов наиболее термолизированным в полупроводниках с непрямой щелью  $Ge$  и  $Si$ , где рекомбинация носителей заряда возможна лишь с участием бриллюэновского фона, необходимого для выполнения закона сохранения квазиимпульса. Эта особенность непрямых полупроводников позволяет в квазиравновесных условиях, без сильного перегрева по отношению к температуре решетки, получать большие плотности экситонного газа и изучать коллективные взаимодействия в нем.

Исторически первый шаг в этом направлении был сделан Дж.Р.Хейнсом в 1966 году [1], когда ему при температурах 3К и больших плотностях возбуждения удалось наблюдать в спектре люминесценции кремния возникновение новой линии излучения, расположенной по энергии ниже известной линии экситонов. Хейнс объяснил появление новой линии излучением экситонных молекул, на возможность существования которых указывали М.А.Ламперт и С.А.Москаленко еще в 1958 году [2]. Однако дальнейшее развитие этой области физики полупроводников показало, что обнаруженная линия была обусловлена рекомбинацией носителей в электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ), образующейся в кремнии при низких температурах и больших плотностях возбуждения. Линия излучения ЭДЖ в  $Ge$ , по-видимому, впервые

наблюдалась Бенуа а ля Гийомом [3] .

Пионерскими работами, в которых была сформулирована и доказана идея конденсации экситонов в ЭДЖ, стали работы советских физиков в 1968-1969 году: Л.В.Келдыша [4] , В.М.Аснина и А.А.Рогачева [5,6] , Я.Е.Покровского и К.И.Свистуновой [7] , В.С.Вавилова, В.А.Заяца, В.Н.Мурзина [8] , В.С.Загасва, Т.И.Галкиной, О.В.Гоголина, Л.В.Келдыша [9] . С этого времени началось бурное развитие новой области физики полупроводников как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения. Прекрасные обзоры теоретических и экспериментальных работ, выполненных вплоть до 1976г., написаны, соответственно, Т.М.Райсом [10] и Дж.Хансолом, Т.Г.Филлипсом, Г.А.Томасом [11] .

Если свойства ЭДЖ в недеформированных кристаллах Ge уже к 1976г. были всесторонне изучены, то даже вопрос о стабильности ЭДЖ в сильно деформированном Ge оставался открытым вплоть до настоящего времени. Этот вопрос является принципиальным сразу с нескольких точек зрения. Во-первых, одноосно деформированный Ge из всех экспериментальных систем ближе всего подходит к идеализированной модели полупроводника с невырожденными изотропными зонами, для которых <sup>ой</sup> известно, что металлическая фаза оказывается нестабильной и в этом случае основным состоянием системы является молекулярная фаза [10] . Во-вторых, явление конденсации экситонов в ЭДЖ оказывается альтернативным другому, не менее интересному явлению, - Бозе - Эйнштейновской конденсации экситонов или экситонных молекул. Действительно, если ЭДЖ оказывается стабильной по отношению к экситонному или молекулярному терму, то в квазиравновесных условиях при сколь угодно низкой температуре химический потенциал экситонного газа жестко ограничен сверху энергией связи ЭДЖ и не может достичь

нуля ни при каких плотностях возбуждения. В третьих, в случае стабильной ЭДЖ проблематичным оказывается наблюдение ионизационного разрушения экситонов вследствие экранировки кулоновского взаимодействия электронов и дырок (переход Мотта), поскольку величина критической плотности экситонов, при которой происходит экситонный коллапс, может попасть в двухфазную область фазовой диаграммы газ экситонов - ЭДЖ и оказаться недостижимой. Кроме того, даже если ЭДЖ в деформированном Ge окажется стабильной, она, будучи слабосвязанной и очень "рыхлой" по плотности [10], должна обладать новыми интересными свойствами и быть более чувствительной к различным внешним воздействиям: магнитному полю, температуре, концентрации примеси и т.д.

После основополагающей работы Келдыша [9], точная теория, описывающая влияние одноосного сжатия на энергию основного состояния ЭДЖ построена в работах В.Ф.Бринкмана и Т.М.Райса [12], М.Комбеско и Ф.Нозьера [13], а также Р.Вашиты с сотр. [14,15]. Одноосное сжатие, приводя к нарушению кубической симметрии кристалла, сильно изменяет зонную структуру Ge [16]. При этом, в общем случае, снимается орбитальное вырождение нижайших электронных минимумов, а четырехкратно вырожденный дырочный уровень  $\Gamma_8$  расщепляется на два, двукратно вырожденных уровня. В случае быстрой междолинной релаксации носителей, обычно имеющей место в Ge, и при достаточно больших расщеплениях зон, можно пренебречь всеми уровнями, кроме самого верхнего дырочного и нижайшего электронного экстремума. Существенно, что для исключения эффектов непараболичности валентной зоны и достижения минимальной плотности состояний в ней (предела бесконечно сильного сжатия) необходимо, чтобы расщепление в валентной зоне более чем в десять раз превышало фермиевскую энер-

гию дырок в ЭДЖ [17].

Традиционными направлениями сжатия являются симметричные кристаллографические направления  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$ , при которых в валентной зоне имеется один уровень, а в зоне проводимости, соответственно, одна, две и четыре эквивалентных электронных долины. Отметим, что упрощение зонной структуры Ge, которое имеет место в случае сильно сжатых кристаллов, позволяет полностью учесть ее в расчетах корреляционной энергии и поэтому решить задачу наиболее точно (кинетическая и обменная энергии вычисляются точно всегда). В работах [12-15] в первую очередь было показано, что снятие вырождения в зонах однозначно приводит к уменьшению плотности и энергии связи ЭДЖ. Особое внимание было уделено случаю однодолинного Ge, сжатого вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  ( $Ge\langle 111 \rangle$ ), который по мнению авторов [12-15] наиболее близко подходил к идеализированной модели полупроводника с изотропными, невырожденными зонами. Бринкман и Райс [12], используя приближение Хаббарда, получили для  $Ge\langle 111 \rangle$  слишком слабое связывание по отношению к экситону, чтобы можно было уверенно утверждать, что металлическое состояние устойчиво. Аналогичные результаты получили Комбеско и Нозьер [13], используя интерполяционную схему Нозьера-Пайенса. И только Вашишта с сотрудниками [14, 15], используя метод Сингви-Тоси-Ланда-Шеландера [18], основанный на системе самосогласованных уравнений движения, смогли прийти к заключению, что металлическое состояние устойчиво: энергия связи ЭДЖ в  $Ge\langle 111 \rangle$  оказалась  $\varphi \approx 0,15 R_y \approx 0,4$  мэВ, где  $R_y = 2,65$  мэВ - экситонный ридберг в  $Ge\langle 111 \rangle$ . Подчеркнем, что только благодаря анизотропии эффективных масс электронов и дырок происходит понижение энергии основного состояния металлической ЭДЖ в  $Ge\langle 111 \rangle$  по

сравнению с экситонным термом.

Уже в первых экспериментах по одноосной деформации кристаллов  $Ge$ , которые были выполнены Багаевым с соотрудн. [19-21], Бенуа а ля Гийоном и др. [22-23], а также Покровским и др. [24-25], на основе изучения спектров люминесценции, было показано, что в полном соответствии с теорией величины энергии связей и плотности ЭДЖ уменьшаются при снятии вырождения в зонах. Основным недостатком этих и последующих экспериментов с однородно деформированным  $Ge$  [26-28] является сильная неоднородность деформации, проявляющаяся уже при 50-100 МПа, в то время как в  $Ge$  для достижения предела сильного сжатия требуются давления  $P > 500$  МПа [17]. В связи с этим, вплоть до настоящего времени отсутствовали надежные экспериментальные величины энергии связи и плотности ЭДЖ в деформированном  $Ge$ , которые можно было бы сравнить с теоретическими данными. Примерно такая же ситуация имеет место в  $Si$ , где, несмотря на значительный прогресс в области получения больших однородных одноосных давлений (вплоть до 700 МПа [29]), предел сильного сжатия также находится за рамками экспериментальных возможностей.

С другой стороны, трудности на пути создания однородной одноосной деформации стимулировали появление другого способа снятия вырождения в зонах - создание заведомо неоднородного сжатия в ограниченной области кристалла-деформационной потенциальной ямы [30-32]. В этом случае свойства ЭДЖ существенно отличаются от ЭДЖ в однородно деформированном  $Ge$ . В частности, время жизни носителей в потенциальной яме увеличивается более чем на порядок, благодаря чему легко получается единая "большая капля ЭДЖ", которая обычно оказывается сильно перекаченной и имеет непостоянную плотность вдоль радиуса капли [32]. Параметры ЭДЖ-плотность и энергия

связи, которые наиболее определенно находятся по форме и положению соответствующей линии в спектре излучения, определяются в этом случае крайне ненадежно, поскольку линии излучения оказываются сильно уширенными за счет изменения ширины запрещенной зоны полупроводника в объеме капли.

Таким образом, вплоть до настоящего времени отсутствовали надежные эксперименты, изучающие свойства электронно-дырочной системы в сильно одноосно сжатых кристаллах Ge и, по-существу, была выяснена лишь решающая роль вырождения и анизотропии зон в стабилизации ЭДЖ. В связи с этим необходимо отметить, что наиболее интересный случай Ge, сильно сжатого вдоль оси, близкой, но не равной  $\langle 100 \rangle$  ( Ge $\langle 100 \rangle$  ) оставался вне поля зрения как теоретиков, так и экспериментаторов (отклонение от оси  $\langle 100 \rangle$  на  $3^\circ + 5^\circ$  необходимо для снятия вырождения в зоне проводимости). В этом случае в зоне проводимости, также как и в Ge $\langle 111 \rangle$ , имеется лишь одна заселенная электронная долина, однако валентная зона существенно более изотропна, в результате чего, масса плотности состояний, определяющая величину средней кинетической энергии дырок, в Ge $\langle 100 \rangle$  оказывается на 8% меньше чем в Ge $\langle 111 \rangle$  :  $m_{dh}^{\langle 100 \rangle} = 0,0818 m_0$ ,  $m_{dh}^{\langle 111 \rangle} = 0,0882 m_0$  [16]. Кроме того, экситонный ридберг в Ge $\langle 100 \rangle$  на 0,15 мэВ больше чем в Ge $\langle 111 \rangle$  :  $Ry^{\langle 100 \rangle} = 2,8 \text{ мэВ}$ ,  $Ry^{\langle 111 \rangle} = 2,65 \text{ мэВ}$  [33]. В силу сказанного, в Ge $\langle 100 \rangle$ , по сравнению с Ge $\langle 111 \rangle$ , происходит одновременное повышение энергии основного состояния ЭДЖ и понижение экситонного термина, что должно приводить к уменьшению энергии связи ЭДЖ в Ge $\langle 100 \rangle$  на величину большую чем  $0,1 Ry$  (см. гл. 2).

## § 2. Газ неравновесных носителей, окружающий капли электронно-дырочной жидкости в германии.

При увеличении плотности экситонов взаимодействие между ними может приводить к образованию сложных электронно-дырочных комплексов, таких, как трионы и экситонные молекулы (ЭМ или биэкситоны)

[2], стабильность которых следует из результатов теоретической работы Хиллерааса и Оре [34]. Вариационные расчеты в качестве оценки снизу дают величину энергии связи молекулы позитрония (наиболее схожей с экситонной молекулой) приблизительно  $0,017 R_y$  [34] и  $0,03 R_y$  для экситонной молекулы [35], в то время как энергия связи молекулы водорода составляет  $0,35 R_y$ . Причиной столь слабого связывания экситонной и позитронной молекул является отсутствие в них тяжелой частицы. При этом, как показали Адамовский и сотр. [36], величина энергии связи молекулы монотонно возрастает с увеличением отношения масс носителей и является чрезвычайно слабой функцией анизотропии масс электронов и дырок. Поскольку молекула устойчива при равных массах носителей [34], она должна существовать во всех полупроводниках.

Если с теоретической точки зрения существование экситонной молекулы не вызывало сомнений еще в 1973 году, то их экспериментальное обнаружение в *Ge* и *Si* оказалось чрезвычайно трудной задачей. Это связано с тем, что из-за малости энергии связи биэкситона заметная доля экситонов при  $T \approx 2K$  объединяются в молекулы, лишь когда плотность экситонного газа составляет  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Однако при  $T \approx 2K$  в недеформированных кристаллах *Ge* и *Si* уже при плотностях экситонного газа  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  происходит конденсация экситонов в капли ЭДЖ и дальнейшее увеличение плотности возбуждения не приводит к росту концентрации экситонов. Таким образом, именно явление конденсации экситонов в ЭДЖ явилось главным препят-

ствием на пути решения этой интересной проблемы.

Чтобы преодолеть указанную трудность необходимо дестабилизировать ЭДЖ, для чего либо повышают температуру до величины большей критической ( $T_c$ ) для конденсации экситонов в ЭДЖ (в  $Ge$   $T_c=6,5K$  [II]), либо одноосно деформируют кристалл. Первая возможность, однако, имеет тот недостаток, что при повышении температуры слабосвязанные молекулярные состояния термически сильно ионизируются и их парциальная доля все равно остается небольшой. Отметим, что интерпретация Томаса и Райса спектров излучения недеформированного  $Ge$  при  $T \approx 6K$  в терминах трионов и биэкситонов [37] оказалась ошибочной, о чем однозначно свидетельствовали результаты Жидкова и Покровского [38]. Напротив, применение методики однородной одноосной деформации, обеспечивающей уменьшение плотности состояний в зонах  $\pi$ , следовательно, уменьшение энергии связи ЭДЖ, позволило В.Д.Кулаковскому и В.Б.Тимофееву в  $Si\langle 100 \rangle$  впервые обнаружить излучательный распад экситонных молекул [39]. Позднее аналогичные результаты были получены Вольфом с сотр. [40] в неоднородно и однородно сжатом  $Si\langle 100 \rangle$ . В отличие от кремния, настойчивые попытки обнаружить линию излучения экситонных молекул в спектре люминесценции одноосно деформированного  $Ge$  вплоть до настоящего времени оставались безуспешными, что было связано с большой энергией связи ЭДЖ, имеющей место в слабосжатом  $Ge\langle III \rangle$  [27, 31, 38].

Возможность получения плотного экситонного газа в деформированных кристаллах  $Ge$  при низких температурах, помимо уже указанной особенности, интересна также в связи с проблемой ионизационного разрушения экситонов (и биэкситонов) вследствие экранировки кулоновского взаимодействия. Согласно гипотезе Мотта [41], при низких температурах ионизационный коллапс экситонов должен

происходить скачком, когда экситонная плотность достигнет критического значения  $n_c$ . В литературе обычно обсуждаются два критерия критической плотности. Один из них основан на численном решении двухчастичного уравнения Шредингера со статически экранированным кулоновским потенциалом и указывает, что энергия связи экситона обращается в ноль, когда радиус экранирования становится примерно равным борновскому радиусу экситона (критерий плазменной экранировки -  $n_c^p$ ) [41]. В рамках другого подхода величина  $n_c$  оценивается по схлопыванию энергетической щели в спектре одностичных коллективных возбуждений в экситонной системе большой плотности (критерий диэлектрической экранировки -  $n_c^d$ ) [42]. Характерно, что значения критической плотности  $n_c^p$  и  $n_c^d$  существенно различаются и в Ge при T=2K составляют:  $n_c^p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_c^d = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

В первых экспериментах на Ge при T ≈ 2K делалась попытка обнаружить экситонно-плазменный переход по скачку фотопроводимости [5]. Однако позднее стало ясно, что обнаруженное в Ge резкое возрастание фотопроводимости при больших плотностях возбуждения связано не с ионизационным разрушением экситонов, а с перколяционной проводимостью по металлическим каплям ЭДЖ [11]. В недеформированном Ge, из-за большой энергии связи ЭДЖ, при низких температурах конденсация экситонов начинается при плотностях, существенно меньших  $n_c$ , в результате чего  $n_c$  попадает в двухфазную область диаграммы газ-ЭДЖ и оказывается недостижимой. Попытки обнаружить переход Мотта в высокотемпературной области (включая T > T<sub>c</sub>) также оказались безуспешными (из-за процессов термодиссоциации экситонов все изменения спектров излучения  $\Phi$  и поглощения) при подходе к  $n_c$  носили размытый характер) [43, 44]. Поэтому наиболее перспективным объектом для изучения ионизационного коллапса экситонов также является одностично деформи-

рованный Ge, в котором из-за снятия вырождения зон уменьшается стабильность ЭДЖ и критическая температура конденсации.

### § 3. Механизмы рассеяния неравновесных носителей заряда в Германии.

В полупроводниках существует два принципиально разных типа рассеяния носителей заряда [45]: рассеяние на решетке (фононы, примеси, дефекты) и рассеяние носителей друг на друге (рассеяние носителей на экситонах, доминирующее при низких температурах и больших плотностях экситонного газа, оказывается аналогичным электрон-примесному рассеянию и поэтому относится к первому типу (см. гл. 4)). В первом случае импульс, приобретенный во внешнем поле диссипирует, в то время, как во втором случае он остается внутри системы носителей. Указанная разница проявляется, например, в том, что в нескомпенсированной электронно-дырочной системе времена электрон-электронного ( $\tau_{ee}$ ) и электронно-дырочного ( $\tau_{eh}$ ) рассеяния не могут определять величину статической проводимости, даже в случае, когда эти времена оказываются самыми короткими. В этом смысле исключительной системой, в которой проявляется  $\tau_{eh}$ , является электронно-дырочная система с равным числом электронов и дырок [45], к которой относится система фотовозбужденных носителей в полупроводниках (рассеяние носителей одного знака друг на друге не может определять величину статической проводимости даже в этом случае).

Механизмы рассеяния носителей заряда в фотовозбужденной электронно-дырочной плазме при низких температурах до сих пор изучались в недеформированном Ge при концентрациях свободных электронов и дырок  $n < 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [46-49] (в газовой фазе) и  $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [20, 50-52] (в ЭДЖ).

Одним из основных методов определения времен релаксации  $\tau_p$  и  $\tau_{eh}$  ( $\tau_p$  - время релаксации импульса на акустических фононах) в Ge при низких температурах и  $n < 10^{12} \text{ см}^{-3}$  является изучение ширины линий циклотронного резонанса фотовозбужденных носителей. Таким методом при  $T=1,8\text{K}$  в недеформированном Ge были определены времена рассеяния электронов и дырок  $\tau_p^e$  и  $\tau_p^h$ , которые оказались равными, соответственно,  $10^{-9}\text{c}$  [46] и  $5 \cdot 10^{-10}\text{c}$  [47]. Эти величины были получены при  $n \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ , когда электронно-дырочный газ является классическим и в этом случае наблюдается известная зависимость  $\tau_p \sim T^{-3/2}$  [46]. При повышении плотности, начиная с  $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , ширина линий циклотронного резонанса линейно увеличивается с  $n$  [48], что связано с преобладанием электронно-дырочного рассеяния при  $n > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . При  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$   $\tau_{eh}$  составляет  $2 \cdot 10^{-10}\text{c}$  [48], а при дальнейшем увеличении плотности основным механизмом релаксации импульса носителей оказывается электрон-экситонное рассеяние [49]. Характерно, что температурная зависимость  $\tau_{eh}$  при  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  описывается известной формулой Брукса-Херринга:  $\tau_{eh} \sim T^{3/2}$  [48].

С другой стороны ЭДЖ, образующаяся в недеформированном Ge при низких температурах, дает возможность изучать механизмы рассеяния в скомпенсированной плазме с плотностью свободных носителей  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Существуют различные методические приемы, позволяющие определять времена рассеяния в этом случае. Уже в первых экспериментах с каплями ЭДЖ, времена  $\tau_p$  определялись из их подвижности в поле неоднородной деформации [20]. Электронно-дырочные столкновения в этих экспериментах не приводят к релаксации импульса капли, как целого, однако благодаря им устанавливается температура движущихся в капле носителей. В другом эксперименте

[50] для определения времени  $\tau_p$  изучалось взаимодействие ультразвука с каплями ЭДЖ в зависимости от температуры. Характерные времена рассеяния носителей заряда в ЭДЖ на акустических фононах при  $T \approx 2\text{К}$  и  $n = 2 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$  оказались  $10^{-8} + 10^{-9} \text{с}$  [20, 50]. Еще одним способом определения времени релаксации импульса носителей в каплях ЭДЖ является изучение их поперечного магнитосопротивления. С этой целью в зависимости от постоянного магнитного поля изучают либо проводимость тонких кристаллов  $\text{Ge}$ , полностью заполненных ЭДЖ [51], либо поглощение каплями ЭДЖ энергии переменного магнитного поля [52÷55]. Однако, как показано в [46,56], даже в скомпенсированной электронно-дырочной плазме величина поперечного магнитосопротивления не зависит от времени  $\tau_{eh}$  (см.гл.4) и поэтому в работах [51+55] определялось лишь некое эффективное время рассеяния, являющееся комбинацией времен  $\tau_p$  и  $\tau_{eh}$ .

Таким образом, при низких температурах в области больших плотностей электронно-дырочной плазмы было определено лишь время рассеяния на акустических фононах и только при равновесном значении плотности ЭДЖ  $n = 2 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ , а величина времени  $\tau_{eh}$  оставалась неизвестной. При решении этой принципиальной задачи также чрезвычайно полезной могла оказаться методика одноосной деформации кристаллов  $\text{Ge}$ , позволяющая варьировать плотность состояний в зонах и, следовательно, получать различные величины равновесной плотности ЭДЖ.

ГЛАВА 2. Парциальный состав электронно-дырочной системы  
в однородно сжатом германии.

§ I. Зонная структура германия и основное состояние  
электронно-дырочной системы.

Коллективное состояние электронов и дырок характеризуется величиной энергии основного состояния на пару частиц  $E_G$ , которая является суммой потенциальной  $E_{int}$  (кулоновской) и кинетической энергий  $E_K$ . В пределе большой плотности основной вклад в  $E_G$  дает кинетическая энергия носителей:

$$E_K = E_K^e + E_K^h, \quad (1)$$

$$E_K^e = \frac{3}{5} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \Gamma_S^{-2} \left( \mu_0 / m_{de} \right) V_e^{-2/3} R_y, \quad (2)$$

$$E_K^h = \frac{3}{5} \left( \frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \Gamma_S^{-2} \left( \mu_0 / m_{dh} \right) R_y, \quad (3)$$

где  $\Gamma_S = \left( \frac{4\pi n a_5^3}{3} \right)^{-1/3}$  - безразмерный параметр, характеризующий межчастичное расстояние в борзовских радиусах -  $a_5 = \frac{\epsilon \hbar^2}{\mu_0 e^2}$ ;  $R_y = \frac{e^4 \mu_0}{2\epsilon^2 \hbar^2}$  - экситонный <sup>и</sup> рудберг,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость,  $n$  - плотность электронно-дырочной ( $e-h$ ) системы,  $\mu_0$  - приведенная оптическая масса экситона,  $m_{de}, m_{dh}$  - массы плотности состояний носителей в зонах,  $V_e$  - число эквивалентных электронных долин. Величину кулоновской энергии можно представить в виде суммы обменной энергии  $E_{ex}$ , учитывающей пространственные корреляции одноименных носителей с одинаковыми спинами, и корреляционной энергии  $E_{corr}$ , учитывающей корреляции как частиц с одинаковым зарядом, но различным спином, так и частиц с различным зарядом. Величина обменной энергии вычисляется точно [13] :

$$E_{ex} = E_{ex}^e + E_{ex}^h, \quad (4)$$

$$E_{ex}^e = -\frac{3}{2\pi} \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3} \Gamma_s^{-1} v_e^{-1/3} F(\rho_e) R_y, \quad (5)$$

$$E_{ex}^h = -\frac{3}{2\pi} \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3} \Gamma_s^{-1} G(\rho_h) R_y, \quad (6)$$

где  $\rho_e = m_e^T/m_e^L$ ,  $\rho_h = m_h^T/m_h^L$ ;  $m_{e,h}^T$ ,  $m_{e,h}^L$  - поперечная и продольные массы носителей, а функция  $F(\rho)$ :

$$F(\rho) = \rho^{1/6} \left[ \frac{\arcsin \sqrt{1-\rho}}{\sqrt{1-\rho}} \theta(1-\rho) + \frac{\operatorname{Arsh} \sqrt{\rho-1}}{\sqrt{\rho-1}} \theta(\rho-1) \right]. \quad (7)$$

Функция  $G(\rho)$  совпадает с  $F(\rho)$  в случае невырожденной валентной зоны (например в сильно деформированном Ge и Si), а в противоположном случае оказывается более сложной, но вычисляемой точно. Вычисление корреляционной энергии представляет серьезную трудность [10] и производится лишь приближенно.

Энергия основного состояния  $e-h$  системы как функция плотности имеет минимум при некотором равновесном значении плотности -  $n_0$ . Если минимум  $E_G(n_0)$  оказывается нижайшим среди уровней, характеризующих энергию на пару в экситоне ( $R_y$ ) и экситонной молекуле, то рассматриваемое коллективное состояние будет основным и при  $T=0$  вся система будет находиться в нем. Величину  $|E_G(n_0)| - R_y = \varphi$  называют энергией связи конденсата.

Одноосная деформация кристаллов Ge, как уже отмечалось в § I, гл. I, существенно изменяет зонную структуру Ge - степень вырождения  $v_e$  и массу плотности состояний в валентной зоне  $m_{dh}$  и, как следствие, меняются значения  $E_k$  и  $E_{ex}$  при любой фиксированной плотности (см. (1) + (7)). Величина  $E_{corr}$  также зависит от параметров  $v_e$  и  $m_{dh}$ , но эта зависимость не описывается простой и точной формулой. Тем не менее, как было

установлено теоретическими расчетами [57] и подтверждено экспериментом [58], полная величина кулоновской энергии  $E_{int} = E_{ex} + E_{corr}$  (кулоновскую энергию еще называют обменно-корреляционной -  $E_{xc}$ ) с большой точностью определяется лишь плотностью  $e-h$  системы и не зависит от деталей зонной структуры. В частности, в [58] было установлено, что функция  $E_{xc}(\rho_s)$  в диапазоне  $\rho_s = 1,5 \div 2$  хорошо описывается выражением:

$$E_{xc}(\rho_s) = -2,55 \rho_s^{-0,717} Ry. \quad (8)$$

Это обстоятельство существенно проясняет причину дестабилизации ЭДЖ при одноосной деформации  $Ge$ , поскольку, как видно из (2), (3) и (8), она сводится к увеличению средней кинетической энергии носителей (за счет уменьшения плотности состояний в зонах) при постоянной кулоновской энергии. Отметим, что положение экситонного и молекулярного термов также меняется при изменении зонной структуры, однако эти изменения оказываются существенно меньше изменения величины  $E_G(n_0)$ .

Для создания минимальной плотности состояний в зонах требуется выполнение двух условий: 1) достижение минимальной кратности вырождения в зоне проводимости, 2) достижение минимальной массы плотности состояний в валентной зоне. Если в случае  $Si$  эти два условия не противоречат друг другу и выполняются в случае деформации вдоль оси  $\langle 100 \rangle$ , то в  $Ge$  ситуация оказывается другой. Действительно, в  $Ge$ , как и в  $Si$ , второе условие выполняется при деформации вдоль оси  $\langle 100 \rangle$ :  $m_{dh}^{\langle 100 \rangle} = 0,0818 m_0$ , однако при этом, хуже всего удовлетворяется первое требование:  $\nu_e = 4$ . Напротив, при деформации вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , когда  $\nu_e = 1$  и выполняется первое условие, наибольшей оказывается величина  $m_{dh}^{\langle 111 \rangle} = 0,0882 m_0$ . Поэтому в  $Ge$  для дости-

жения минимальной плотности состояний в зонах мы отказались от традиционных направлений деформации  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  и выбрали несимметричное кристаллографическое направление  $\langle I, I, A \rangle$ , где  $A > 16$  (при этом угол отклонения от оси  $\langle 100 \rangle$   $\varphi < 5^\circ$ ). В этом случае как в валентной зоне, так и в зоне проводимости в пределе сильного сжатия имеется по одной заполненной долине, а величина  $m_{dh}$  очень близка к минимальному значению  $0,0818 m_0$ . Подчеркнем, что в рассматриваемом случае ( $Ge \sim \langle 100 \rangle$ ) одновременно появляется жесткое требование на величину деформации. Это связано с необходимостью расщепить зону проводимости либо на величину энергии Ферми электронов в ЭДЖ ( $\sim 1 \text{ мэВ}$ ), либо, в случае медленной междолинной релаксации, на величину междолинного ТА-фонона ( $\sim 8 \text{ мэВ}$ ). В наших кристаллах  $Ge$  междолинная релаксация происходила очень быстро (так, что мы не видели даже следов люминесценции горячих носителей) и поэтому при угле отклонения от оси  $\langle 100 \rangle - \varphi^\circ$ , условие  $\Delta E_c > 1 \text{ мэВ}$  сводится к условию  $P > (500 \text{ МПа} / \varphi^\circ)$ , где  $\varphi^\circ$  - в градусах. В наших экспериментах  $P \geq 500 \text{ МПа}$ ,  $\varphi \sim 2^\circ + 5^\circ$  и, следовательно, указанное условие выполнялось. Напомним также, что величины давлений  $P \sim 500 \text{ МПа}$  все равно были необходимы для достижения предела сильного сжатия и устранения непараболичности валентной зоны [17].

## § 2. Методика эксперимента.

### 1. Методика регистрации рекомбинационного излучения.

Среди экспериментальных методов, позволяющих изучать свойства фотовозбужденной  $e-h$  системы, особое место занимает методика регистрации рекомбинационного излучения, которая позволяет одновременно определять практически все параметры системы: парциальный

состав, соответствующие плотности жидкой и газовой фаз, температуру  $e-h$  системы, энергии связи, изменение ширины запрещенной зоны и величину деформации кристалла, средние кинетические и кулоновскую энергии носителей в ЭДК, закон дисперсии квазичастиц, средний квазиимпульс рекомбинирующих носителей и т.д.

В данной работе исследовались чистые монокристаллы германия с концентрацией мелких донорных примесей  $\sim$  от  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  до  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Образцы вырезались в виде параллелепипедов с размерами  $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$  и механически полировались. Перед постановкой в криостат кристаллы протравливались в полирующем травителе СР-4а, содержащем пять частей азотной и по три части плавиковой и уксусной кислот. Схема установки приведена на рис. 1. Устройство для создания одноосной деформации (4) вместе с образцом помещалось в центре гелиевого оптического криостата (3) со сверхпроводящим соленоидом, который создавал магнитное поле вплоть до 8Т. Апертура окон криостата составляла 1:7.

Возбуждение неравновесных носителей заряда осуществлялось при помощи непрерывного лазера (1) на аллюминитриевом гранате ( $\lambda = 1,0644 \text{ мкм}$ ) с мощностью до 10Вт (иногда использовался также аргоновый лазер ( $\lambda = 0,5145 \text{ мкм}$ ) с мощностью до 2Вт). Излучение лазера модулировалось механическим прерывателем (2) со скважностью от 1 до 1/6 и частотой от 30 до 80Гц. Люминесценция, выходящая из кристалла, анализировалась с помощью двойного дифракционного монохроматора ДФС-12 (5) с дисперсией в рабочей области 8 А/мм и решетками 600 штрихов/мм. Применение двойного монохроматора позволило записывать спектры с разрешением до 70мкэВ. Излучение регистрировалось охлаждаемым жидким азотом до температуры 80К  $\text{Ge}(\text{Cu})$  фотосопротивлением (6) и записывалось на самописце (8) с помощью

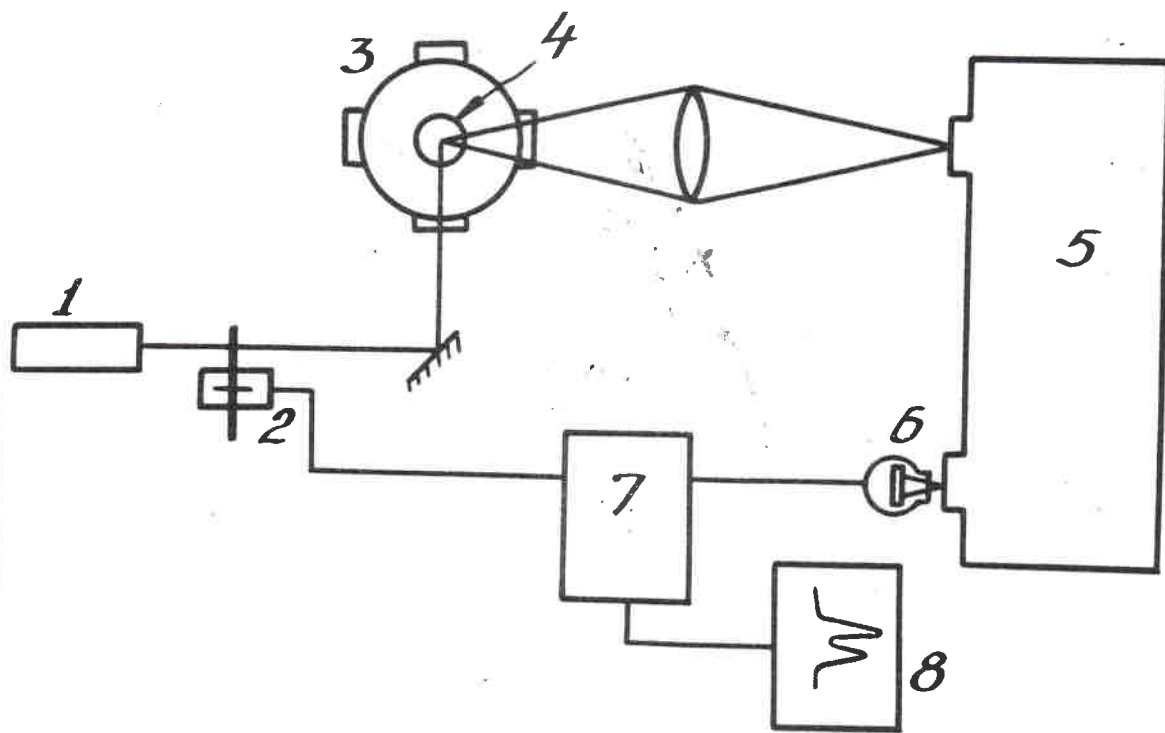


Рис. 1.

Схема экспериментальной установки для регистрации рекомбинационного излучения.

- 1-лазер; 2-механический прерыватель; 3-оптический кривошип;
- 4-устройство для создания одноосной деформации с образцом;
- 5-двойной монохроматор ДФС-12; 6-фотосопротивление;
- 7- lock-in amplifier PAR-124A; 8-самописец.

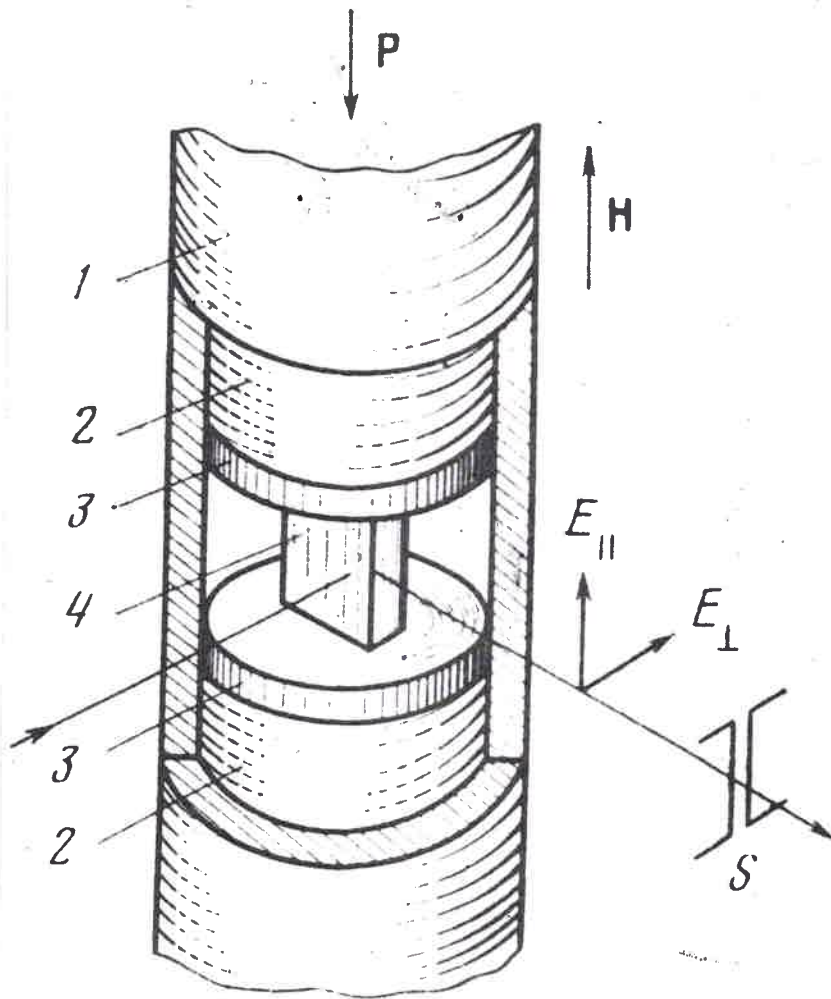


Рис. 2.

Устройство для создания одноосной деформации кристаллов германия.

1-корпус; 2-латунные пуансоны; 3-свинцово-оловянные прокладки; 4-образец.

синхронного детектора и узкополосного усилителя (*lock-in amplifier* PAR-124A (7)). В работе также записывались дифференциальные по плотности возбуждения спектры излучения, для чего в качестве прерывателя, вместо непрозрачного диска, использовались пластинки с 13+20%-ной прозрачностью. Чувствительность фоторегистрирующей системы составляла  $\sim 10^{13}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> в рабочей области спектра (1,5+1,9 мкм).

## 2. Методика однородной одноосной деформации кристаллов германия.

Как уже отмечалось в §1, гл. I, вплоть до настоящего времени никому не удавалось сильно и однородно деформировать кристаллы Ge, в то время как для деформации Si были созданы методики, позволяющие получать однородные давления до 700 МПа [29, 59]. Поэтому за основу мы взяли методику, разработанную Кулаковским [29]. Однако, необходимо отметить, что создание больших однородных деформаций кристаллов Ge оказалось существенно более трудной задачей. Это связано, во-первых, с мелким масштабом характерных энергий в германии и, во-вторых, с большой величиной длины диффузии носителей в нем. Все это требует чрезвычайно высокой однородности давления (неоднородность деформации заведомо не должна превышать 0,1%) и поэтому непосредственное применение устройства для одноосной деформации кристаллов кремния не оказалось успешным. Для достижения большей однородности давления в используемом нами устройстве (рис. 2) были сделаны следующие усовершенствования. Во-первых, внутренняя поверхность корпуса (1) и внешняя поверхность подвижного пуансона (2) после обработки на токарном станке полировались и подгонялись друг к другу так, что для возникновения относительного движения между

ними было необходимо усилие более чем 10Н. Во-вторых, между пуансонами и кристаллом помещалось не по одной, а по две прокладки из оловянно-свинцового сплава толщиной по 1,5мм. В третьих, эмпирически было установлено, что при длине кристалла 10мм наилучшие результаты получаются для образцов сечением  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ . Кроме того, было найдено, что при первоначальном сжатии кристалла при комнатной температуре образец должен вдавливаться в прокладки на глубину 1мм с обеих сторон. Только при выполнении этих требований можно было получать однородные давления  $P \sim 400 \text{ МПа}$  в  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$  и  $P \sim 600 \text{ МПа}$  в  $\text{Ge}\langle\text{100}\rangle$ . (При сжатии вдоль оси  $\langle\text{III}\rangle$  требования однородности деформации выше из-за более сильной зависимости ширины запрещенной зоны от деформации). Неоднородность давления контролировалась по ширине наиболее узких линий в спектре люминесценции и в наших опытах обычно составляла  $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ , но никогда не была не хуже чем  $3 \cdot 10^{-3}$ .

§ 3. Влияние однородной одноосной деформации на стабильность ЭДЖ и парциальный состав газовой фазы [60, 61, 62] .

Уже в первых экспериментах в однородно деформированном германии [60] , в которых методика не позволяла получать однородные давления больше чем 130МПа в  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$  и 200МПа в  $\text{Ge}\langle\text{100}\rangle$  , были получены результаты, доказывающие существенные преимущества  $e-h$  системы в  $\text{Ge}\langle\text{100}\rangle$  , по сравнению с  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$  , в смысле дестабилизации ЭДЖ, получения плотного экситонного газа и обнаружения экситонных молекул. На рис. 3 приведены спектры излучения кристаллов  $\text{Ge}$  , сжатых вдоль осей  $\langle\text{III}\rangle$  и  $\langle\text{1,1,16}\rangle$  , записанные при различных накачках и  $T=1,8\text{К}$ . При низких уровнях возбуждения ( $\omega \leq 30 \text{ мВт/см}^2$ ) в спектрах излучения чистых кристаллов

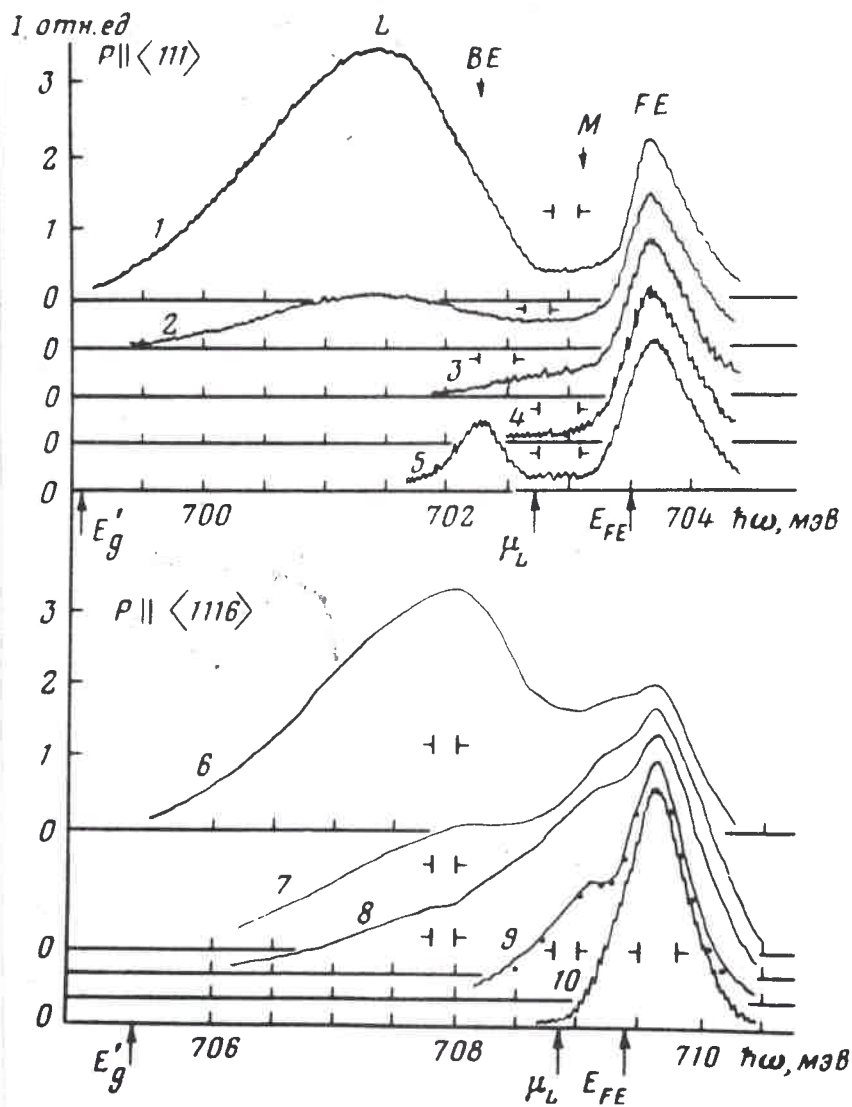


Рис. 3.

Спектры излучения ( LA - компоненты) германия, снятого вдоль осей  $\langle 111 \rangle$  ( 130МПа ) и  $\langle 1,1,16 \rangle$  ( 200МПа ) при  $T=1,8K$  и различных плотностях возбуждения  $\mathcal{W}$  . Спектрам - 1-10 отвечают накачки 5; 1; 0,3; 0,03; 0,03; 50; 20; 8; 2; 0,03Вт/см<sup>2</sup> . Спектры 1-4,6-10 чистые кристаллы с  $N < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  , спектр 5 - кристалл с  $N = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  . Положения перенормированной щели  $E'_g$  , химпотенциала  $\mu_L$  в ЭДП и экситонного уровня  $E_{FE}$  показаны стрелками.

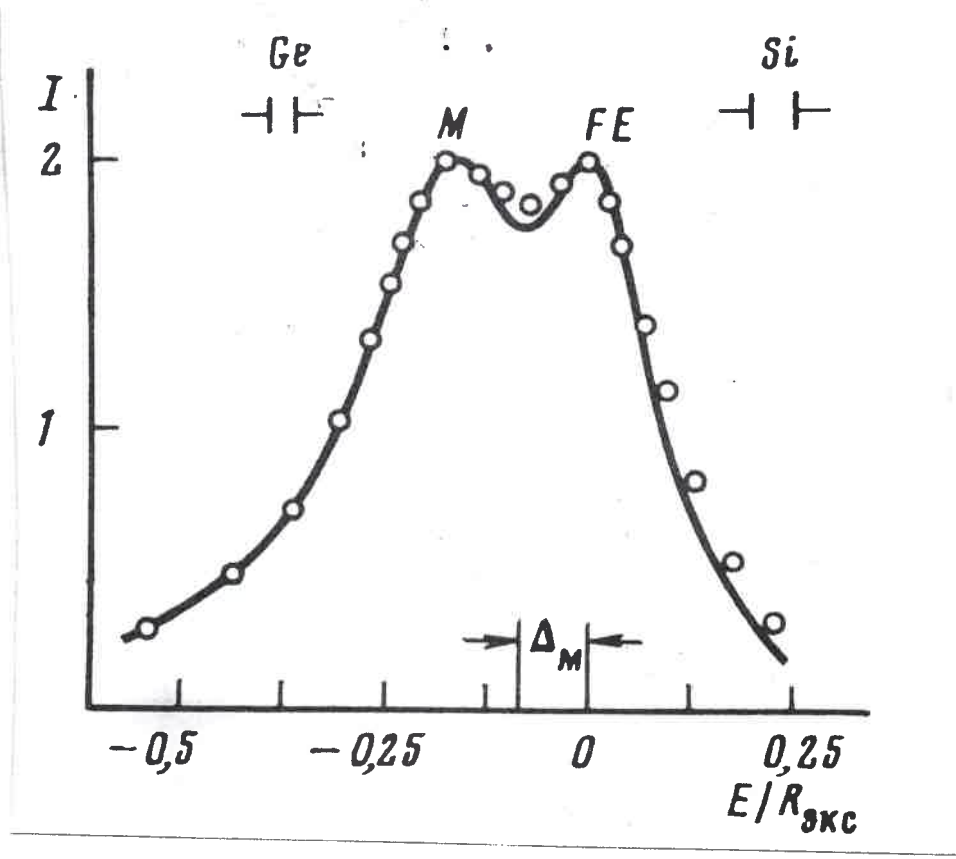


Рис. 4.

Сравнение спектров излучения эксимеров и эксимерных молекул в  $Ge$  и  $Si$ .  
Сплошная -  $Ge\langle 1,1,16 \rangle$ ,  $T=1,54$  К; точки -  $Si\langle 001 \rangle$ ,  $T=7$  К.

( $\approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) видна лишь линия свободных экситонов  $FE$  (кривые 4 и 10), а в кристаллах с  $N \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  наблюдается также линия связанных экситонов  $BE$  (кривая 5). При увеличении накачки до  $0,2-0,5 \text{ Вт/см}^2$  у линии  $FE$  появляется "красное" крыло (кривая 3). При дальнейшем увеличении возбуждения в  $Ge\langle III \rangle$  "красное" крыло линии  $FE$  не увеличивается, а на его низкочастотном краю вырастает линия излучения ЭДЖ с  $\varphi = 0,8 \text{ мэВ} = 0,28 R_y$ . В  $Ge\langle I, I, 16 \rangle$  "красное" крыло линии  $FE$  при тех же накачках продолжает возрастать и превращаться в достаточно разрешенную линию  $M$  (кривые 9, 8, 7). Только при  $W > 10 \text{ Вт/см}^2$  возникает линия излучения ЭДЖ с энергией связи в 1,5 раза меньшей, чем в  $Ge\langle III \rangle$ , а именно:  $\varphi = 0,5 \text{ мэВ} = 0,18 R_y$ . Плотность газовой фазы в  $Ge\langle I, I, 16 \rangle$  вблизи порога конденсации в ЭДЖ при 1,8К достигает  $1-2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $\Gamma_5 \approx 3$ ), что на порядок больше, чем в  $Ge\langle III \rangle$ . Обнаруженную линию излучения  $M$  мы связываем с излучательным распадом экситонных молекул ( $ЭМ \rightarrow \text{экситон} + \text{фонон} + \text{фотон}$ ), основываясь на следующих результатах.

1. Форма этой линии не изменяется с ростом накачки и ее ширина  $\Gamma$  хорошо согласуется с ожидаемой при не прямой аннигиляции ЭМ, а именно:  $\Gamma \sim \frac{m_0}{m} R_y = 0,5 \text{ мэВ}$ . ( $m_0, m$  - приведенная и трансляционная масса экситона) [29]. Если сравнить спектры излучения экситонов и молекул в  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Si\langle 100 \rangle$ , записанные при одинаковых  $I_M/I_{FE}$ ,  $E/R_y$ ,  $kT/R_y$ , то наблюдается удивительно хорошее совпадение контуров спектров (рис. 4), что подтверждает одинаковое происхождение  $M$ -линии. Подчеркнем, что при таком сравнении не использовались какие-либо подгоночные параметры.

2. Линия  $M$  появляется в спектрах чистых кристаллов при больших плотностях возбуждения и ее интенсивность возрастает сверхлинейно по отношению к интенсивности линии  $FE$ . Для определения

показателя степенной зависимости  $P ( I_M \sim I_{FE}^P )$  использовалась дифференциальная по интенсивности методика измерений спектров (см. §2.гл.2). На рис. 5 представлены интегральный и дифференциальный спектры излучения  $Ge \langle 100 \rangle$ , из которых был определен показатель степени  $P = 1,9 \pm 0,1$ , как и следовало ожидать для бимолекулярного процесса.

3. Излучение экситонов и ЭМ в  $Ge$  носит непрямой характер и сопровождается испусканием фонона, уносящего импульс в соответствии с законом сохранения. Весьма интересно сопоставить спектры излучения ЭМ с испусканием LA- и TA-фотонов, которые в соответствии с законами симметрии соответствуют разрешенным и запрещенным, в нулевом порядке по  $\vec{k}$ , переходам. Для запрещенных переходов в матричном элементе появляется дополнительный множитель, пропорциональный модулю квазиимпульса  $\vec{k}$ . В случае экситон-фононного спектра между интенсивностями запрещенной (TA) и разрешенной (LA) компонент выполняется соотношение

$$I_{FE}^{TA}(E) \sim E I_{FE}^{LA}(E), \quad (9)$$

где  $E \sim k^2$  отсчитывается от низкочастотной границы спектра ( $E=0$  отвечает излучению покоящегося экситона). В случае излучательного распада ЭМ (ЭМ  $\rightarrow$  фотон+фонон+экситон)  $\vec{k}$  соответствует квазиимпульсу рождающейся при переходе частице отдачи (экситону). Для интенсивностей излучения ЭМ в разрешенном и запрещенном спектрах  $I_M^{LA}(E)$ ,  $I_M^{TA}(E)$  также должно выполняться соотношение (9), однако здесь энергия  $E$  отсчитывается от высокочастотной границы спектра ( $E=0$  отвечает покоящемуся экситону отдачи). На рис. 5 представлены спектры излучения экситонов и ЭМ с испусканием LA- и TA-фононов, измеренные при одинаковой оптической накачке ( $\sim 5 \text{ Вт/см}^2$ ) (соответственно кривые 2 и 2'). Видно,

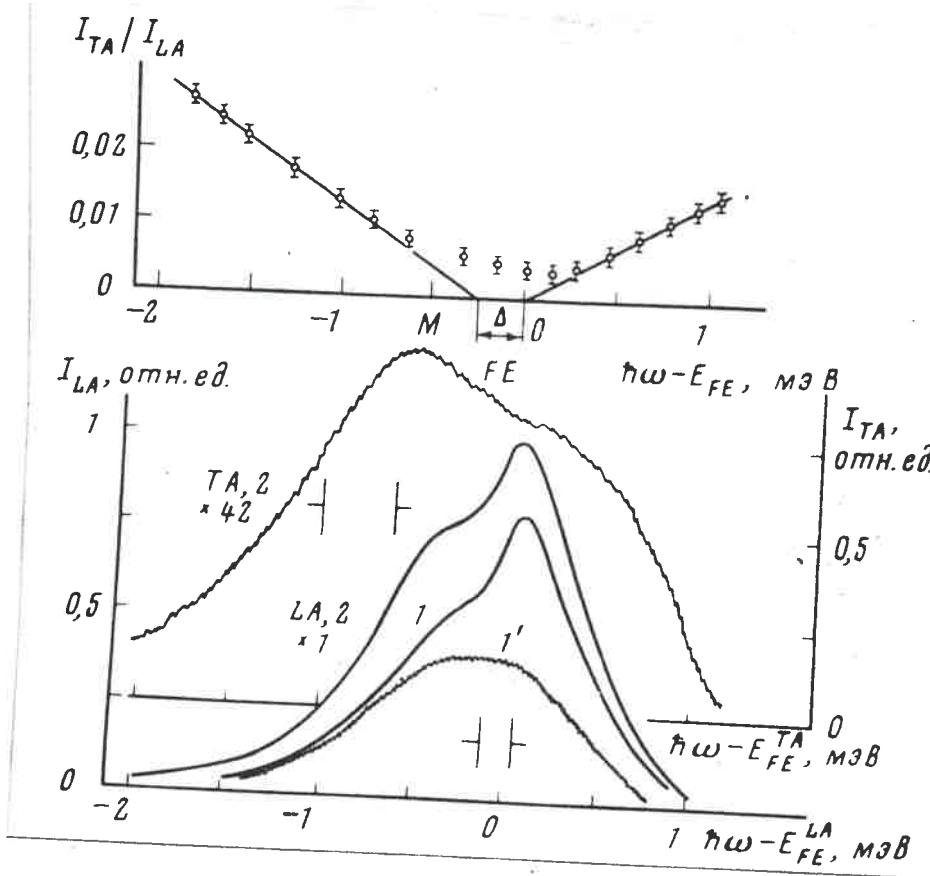


Рис. 5.

Спектры излучения экситонов и экситонных молекул в  $Ge(1,1,16)$  при  $T=1,8K$  в нулевом магнитном поле с испусканием LA и TA-фотонов. LA - спектры I, I' записаны при 13%-ой модуляции интенсивности возбуждающего света при  $W=20 \text{ Вт/см}^2$  (I-интегральный, I' -дифференциальный, увеличение x 6). Спектры TA (2) и LA (2) записаны при  $W=25 \text{ Вт/см}^2$ ; отношение интенсивностей TA - и LA - компонент показано в верхней части рисунка (без учета характеристики фотоприемника) (спектр TA дан с увеличением x42).

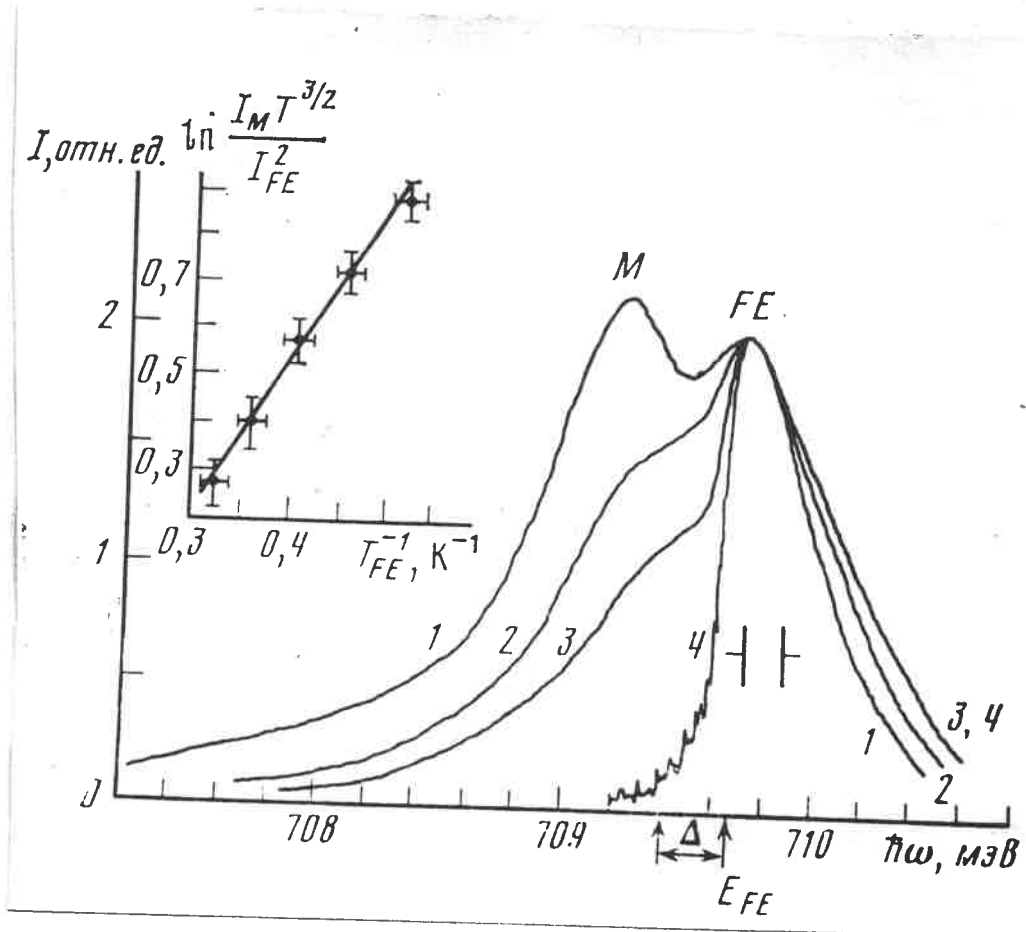


Рис. 6.

Спектры излучения экситонов и ЭМ в  $Ge\langle 1,1,16 \rangle$  :

1-3-  $W = 25 \text{ Вт/см}^2$ ;  $T_B = 1,47$  (1),  $1,74$  (2),  $2,10 \text{ К}$  (3);

4-  $W = 3 \text{ Вт/см}^2$  и  $T_B = 2,1 \text{ К}$ . На вставке показана зависимость

$\ln(I_M T_{FE}^{3/2} / I_{FE}^2)$  от  $T_{FE}^{-1}$ , из которой определялась энергия связи ЭМ.

что для линии M соотношение (9) выполняется с достаточно высокой точностью. Это позволяет, в частности, полностью исключить возможность интерпретации происхождения линии M как результата излучения в электронно-дырочной плазме. В последнем случае вероятность излучения должна была бы возрастать при приближении к высокочастотной границе спектра, что противоречит экспериментальным результатам.

4. При фиксированной накачке с ростом температуры линия M исчезает из спектра (рис.6). В условиях термодинамического равновесия концентрация экситонов  $n_{FE}$  и молекул  $n_M$  связаны следующим соотношением:

$$n_M = n_{FE}^2 \left( \frac{4\pi k^2}{m_{FE} k T} \right)^{3/2} g_M g_{FE}^{-2} \exp(\Delta_M / kT), \quad (10)$$

где  $g_M, g_{FE}$  - статистические веса ЭМ и свободных экситонов,  $m_{FE}$  - трансляционная масса экситона,  $\Delta_M$  - энергия связи ЭМ. На рис. 6 представлены спектры излучения экситонов и ЭМ, измеренные при постоянной оптической накачке ( $\sim 25 \text{ Вт/см}^2$ ) в интервале температур бани  $T_B = 1,45 \div 2,2 \text{ К}$ . Температура экситонной подсистемы  $T_{FE}$ , определенная по полуширине линии излучения экситонов ( $\delta = 1,8 k T_{FE}$ ), изменялась при этом от 1,9 до 3К. Погрешность в определении  $T_{FE}$  таким методом связана с уширением линии излучения экситонов из-за дисперсии фононов, их конечного времени жизни, а также неоднородности деформации. Судя по тому, что разность  $T_{FE} - T_B$  монотонно уменьшалась при понижении мощности возбуждения и при  $W \approx 0,4 \text{ Вт}$  составляла  $\approx 0,3 \text{ К}$ , мы оцениваем погрешность в найденных величинах  $T_{FE}$   $0,1 \div 0,2 \text{ К}$ . На вставке к рис.6 температурная зависимость отношения интенсивностей линий M и FE представлена в координатах  $\ln(I_M T_{FE}^{3/2} / I_{FE}^2) \div T_{FE}^{-1}$ . Видно, что экспериментальная зависимость хорошо описывается выра-

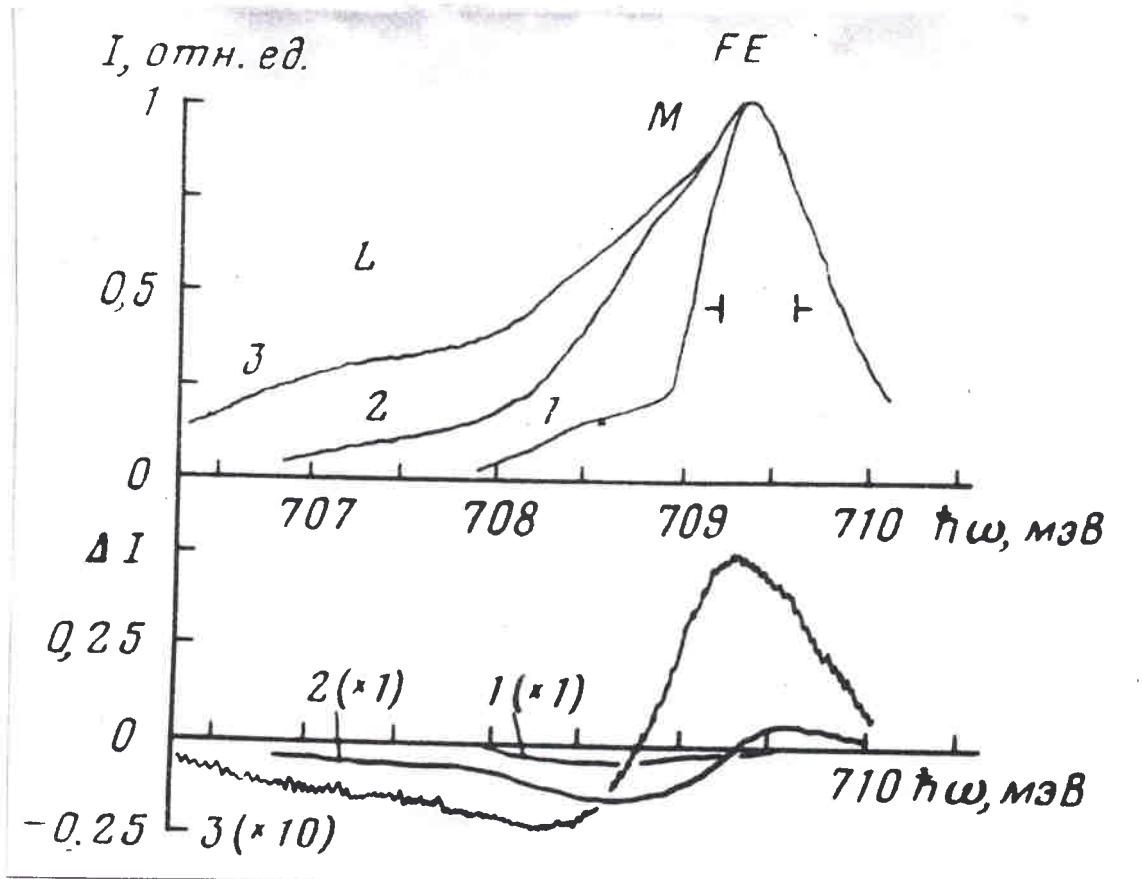


Рис. 7.

Спектры излучения  $Ge(1,1,16)$   $I(\hbar\omega)$  при различных  $W$  (Вт/см<sup>2</sup>): 1-0,5; 2-6; 3-15 и их изменение  $\Delta I(\hbar\omega)$  при наложении электрического поля  $E$  (В/см) = : 1, 2 - 60; 3-20.

жением (10). Из этой зависимости было найдено, что  $\Delta_M = 0,27 \pm 0,06$  мэВ. Это значение превышает результат вариационных расчетов, согласно которым  $\Delta_M \approx 0,03 \text{ Ry}$ , или  $\approx 0,1$  мэВ для Ge [35].

5. Молекулярное происхождение M-линии подтверждают также исследования спектров в условиях действия ударной ионизации. При воздействии слабого электрического поля свободные носители набирают кинетическую энергию и при столкновениях со связанными состояниями разрушают их. Из рис. 7, где показан дифференциальный спектр, следует, что при малых плотностях возбуждения, когда в спектрах еще отсутствует линия ЭДЖ (кривая 1), в электрических полях в первую очередь уменьшается интенсивность линии M. При больших накачках, когда в спектре присутствует линия L (кривые 2 и 3), электрическое поле вызывает также разрушение каналь ЭДЖ, в результате чего несколько увеличивается плотность экситонов и, следовательно, интенсивность  $I_{FE}$ . В этих условиях интенсивность линии M уменьшается. Такое поведение спектров служит сильным аргументом против интерпретации линии M в терминах экситон-экситонных (электронных) столкновений или  $e-h$  плазмы.

6. Линия M исчезает из спектра излучения при включении магнитного поля  $H > 1,5T$  (рис. 8). Это связано с тем, что в Ge, где времена спиновой релаксации носителей оказываются короче их времени жизни, происходит ориентация спинов электронов и дырок в экситонах в низчайшие спиновые состояния и также, ориентированные по спину экситоны, в соответствии с принципом Паули, не могут образовывать устойчивого молекулярного состояния. Здесь содержится прямая аналогия с ориентированными по спину электрона атомами водорода.

Дальнейший прогресс в области получения больших однородных деформаций позволил более тщательно изучить свойства ЭДЖ и окружа-

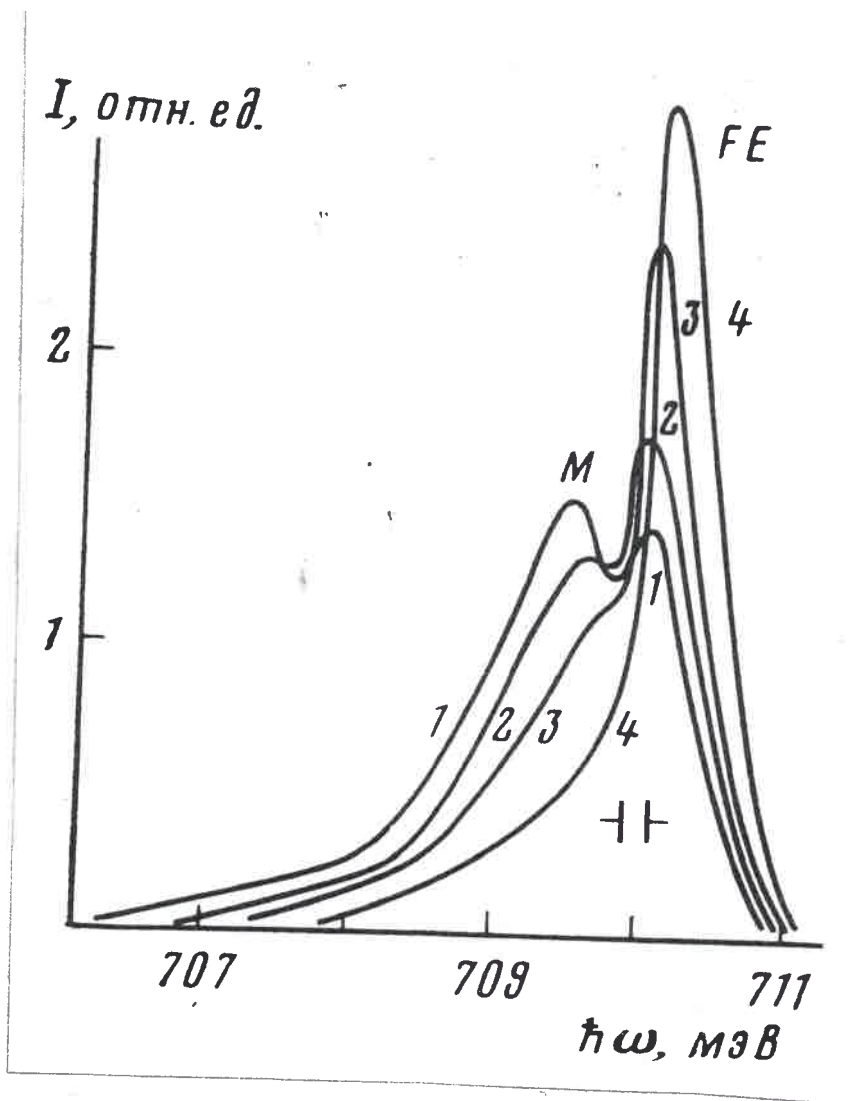


Рис. 8.

Влияние магнитного поля на спектры излучения экситонов и биэкситонов в  $Ge(1,1,16)$ .  $T_B = 1,5K$ , 1- $H=0T$ , 2- $0,4T$ , 3- $0,8T$ , 4- $1,5T$ .

ощего газа экситонов и биэкситонов в пределе сильного света.

а. ЭДЖ в  $Ge\langle III \rangle$ .

В  $Ge\langle III \rangle$  мы проследили за поведением спектра излучения вплоть до  $P \sim 350$  МПа. В этих условиях расщепление валентной зоны  $\Delta E_v \approx 14 \text{ мэВ} \approx 7 E_{Fh}$  и отклонение плотности состояний на уровне Ферми от ее значения в пределе сильного света составляет около 15%. По мере приближения закона дисперсии дырок к квадратичному расстояние между линиями излучения ЭДЖ ( $L$ ) и экситонов ( $FE$ ) сокращается и возрастает относительная интенсивность линии излучения экситонов (вследствие уменьшения энергии связи ЭДЖ), а линия  $L$  сужается (вследствие уменьшения плотности ЭДЖ) (рис.9).

При больших деформациях появляется также излучение в области между линиями  $L$  и  $FE$ , которое естественно связать с излучательной рекомбинацией ЭМ ( $ЭМ \rightarrow \text{фотон} + \text{фонон} + \text{экситон}$ ). Помимо спектрального положения оно обладает еще рядом свойств, присущих излучению ЭМ, подробно исследованному нами в  $Ge\langle 100 \rangle$  [60, 63]: появляется лишь при достаточно больших плотностях возбуждения, вблизи порога конденсации и имеет такую же ширину, как линия излучения  $M$  в  $Ge\langle 100 \rangle$ , сверхлинейно возрастает по отношению к интенсивности излучения экситонов и сильно ослабевает при включении магнитного поля  $H \geq 1T$  (§4).

На рис. 9 показаны также запрещенные компоненты линии излучения ЭДЖ в  $Ge\langle III \rangle$  (с испусканием ТА-фонона). Для удобства сравнения разрешенной и запрещенной компонент, ТА-спектр сдвинут по отношению к LA-спектру на разность энергий фононов  $\hbar\Omega^{LA} - \hbar\Omega^{TA} = 19,78 \text{ мэВ}$ . Для ТА-спектра матричный элемент перехода отличен от нуля, если электрон или дырка находятся не в симметричных точках (соответственно  $\Delta$  или  $\Gamma$ ) [11]:

$$M_{TA}(\vec{K}_e, \vec{K}_h) = M_{TA}^e \vec{K}_e + M_{TA}^h \vec{K}_h. \quad (11)$$

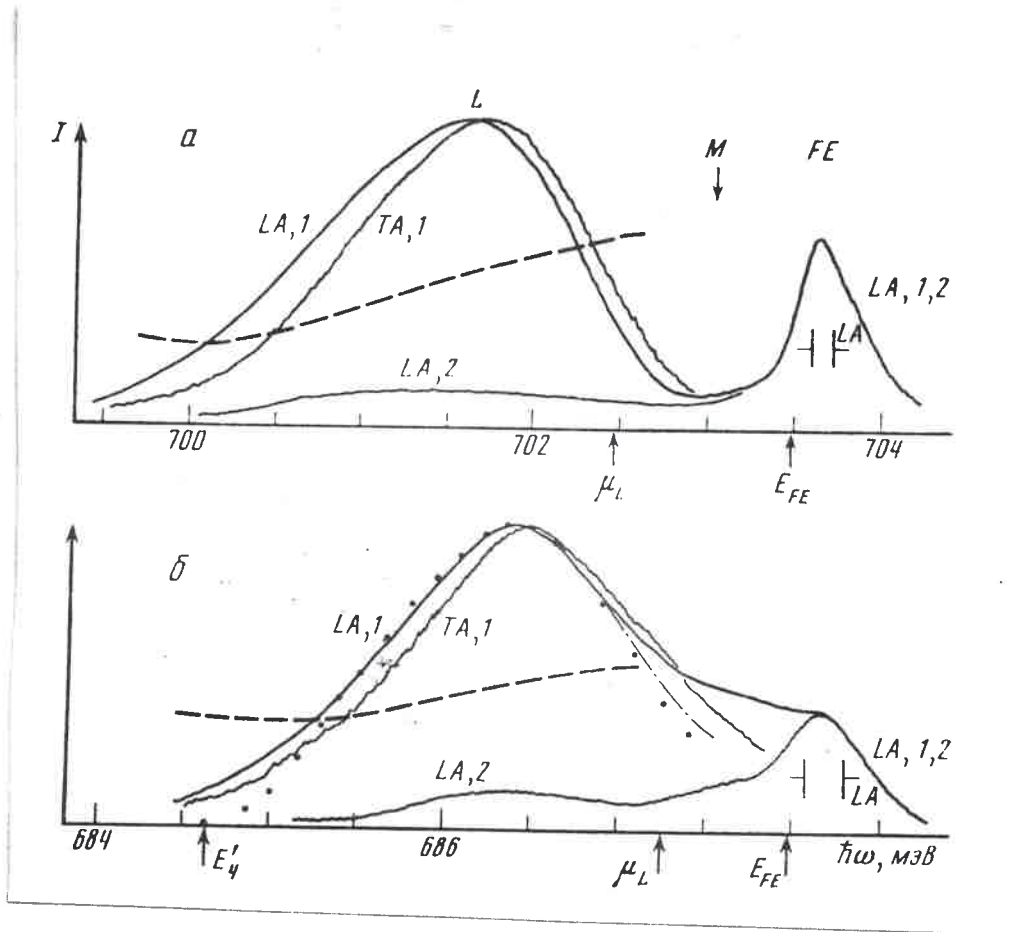


Рис. 9.

Спектры излучения  $\text{Ge(III)}$  в запрещенной (с  $\text{TA}$ -фононом) и разрешенной (с  $\text{LA}$ -фононом) компонентах при  $T_B = 1,7\text{K}$  в случае слабой (а,  $P=120\text{МПа}$ ) и сильной (б,  $P=320\text{МПа}$ ) деформаций, записанные при большой плотности возбуждения (1) и вблизи порога конденсации (2). Для удобства сравнения  $\text{TA}$ -спектр сдвинут в область  $\text{LA}$ -компоненты на разность энергий  $\text{LA}$ - и  $\text{TA}$ -фононов. Штриховой кривой показано отношение  $I_{\text{TA}}/I_{\text{LA}}$ . Плотность возбуждения равна: а) 1 ( $\text{LA}$  и  $\text{TA}$ ) -  $W = 20\text{Вт/см}^2$ , 2 ( $\text{LA}$ ) -  $W = 4\text{Вт/см}^2$ , б) 1 ( $\text{LA}$  и  $\text{TA}$ ) -  $W = 150\text{Вт/см}^2$ , 2 ( $\text{LA}$ ) -  $W = 40\text{Вт/см}^2$ . На рис. 1, б штрихпунктиром показана форма линии излучения ЭДХ, найденная исходя из разности спектров 1 и 2  $\text{LA}$ , отнормированных на линию излучения экситонов, а точками - рассчитанная с использованием выражения (12).

Из рис. 9 видно, что для ЭДЖ отношение  $I_{TA}/I_{LA}$  возрастает с увеличением  $\hbar\omega$  вследствие роста квазиимпульсов рекомбинирующих электронов и дырок.

Для определения параметров ЭДЖ по форме спектра излучения мы воспользовались выражением, полученным в одночастичном приближении [II] :

$$I(\hbar\omega) = \int_0^{\hbar\omega} |M|^2 D_e(E) D_h(\hbar\omega - E) f_e(E, E_{FE}, T) f_h(E - \hbar\omega, E_{FH}, T) dE, \quad (12)$$

где  $\hbar\omega$  отсчитывается от  $E_g' - \hbar\Omega_{TA(LA)}$ ,  $E_g'$  - перенормированная ширина запрещенной зоны,  $f_e(h)$  и  $D_e(h)$  - функции, соответственно, распределения и плотности состояний электронов (дырок). Это выражение хорошо описывает форму линии излучения плотной ЭДЖ с  $\Gamma_S = (4\pi n a_B^3 / 3)^{-1/3} \ll 1$  (см., например [II]).

Из анализа разрешенной компоненты линии  $L$  в  $Ge(III)$  при  $T_B = 1,7K$  ( $T_{FE} = 2K$ ) и  $P \approx 120 \text{ МПа}$  (рис.9) мы определяли, что химический потенциал  $\mu_L$ , отсчитанный от экситонного терма, составляет  $\mu_L = -1,0 \pm 0,1 \text{ мэВ}$ . При увеличении  $P$  до  $320 \text{ МПа}$   $|\mu_L|$  уменьшается до  $0,7 \pm 0,1 \text{ мэВ}$ , или  $0,26 Ry$ , а плотность  $n_0$  до  $(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $\Gamma_S \approx 1,6$ ). При аппроксимации экспериментальной кривой (рис.9) мы полагали, что температура ЭДЖ равна экситонной  $T_{FE}$ , найденной из анализа линии излучения экситона с учетом спектральной ширины щели при средних деформациях ( $P = 120-140 \text{ МПа}$ ), когда при всех плотностях возбуждения линия  $FE$  хорошо разрешена и имеет больцмановский контур с полушириной  $1,8 kT_{FE}$ .

Ввиду невозможности адекватно описать красный край линии  $L$  мы исходили из условия совпадения полуширин экспериментального и рассчитанного спектров излучения ЭДЖ. Найденные значения  $\mu_L$  и  $n_0$  близки к рассчитанным Вашиштой и др. [14, 15] (таблица I) с использованием самосогласованной схемы Снйгви и др. [18].

Благодаря наличию в газовой фазе в  $Ge\langle III \rangle$  экситонов и ЭМ по соотношению их интегральных интенсивностей излучения в спектре вблизи порога конденсации можно независимо оценить химический потенциал в газовой фазе

$$\mu_g = \mu_{FE} = \frac{1}{2} \mu_M. \quad (13)$$

Из уравнения (13) с учетом того, что кратность вырождения экситонного термина в четыре раза больше, а масса плотности состояний экситонов в два раза меньше, чем для ЭМ, следует

$$I_M/I_{FE} = \alpha \frac{n_M/n_{FE}}{k T_{FE}} = \sqrt{2} \alpha \exp\left(-\frac{|\mu_{FE}| - \Delta_M}{k T_{FE}}\right). \quad (14)$$

Здесь энергия связи ЭМ  $\Delta_M = 0,27 \pm 0,06$  мэВ [63], а отношение излучательных вероятностей для ЭМ и экситонов  $\alpha \approx 2$ . Из рис. 9, б (кривая LA, 2) видно, что  $I_M/I_{FE} \approx 1/3 + 1/4$ , откуда следует, что  $\mu_{FE} = -0,7 \pm 0,15$  мэВ. Ошибка в  $\mu_{FE}$  невелика, так как отношение  $I_M/I_{FE}$  входит логарифмически. Совпадение  $\mu_L$  и  $\mu_{FE}$  свидетельствует о тепловом равновесии между газом и ЭДЖ.

б. ЭДЖ в  $Ge\langle 100 \rangle$  с концентрацией примесей  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

В  $Ge\langle 100 \rangle$ , единственным отличием которого от  $Ge\langle III \rangle$  является меньшая анизотропия валентной зоны, плотность газовой фазы, как было найдено в [63], существенно выше. В настоящем разделе мы проследим за излучением ЭДЖ. На рис. 10 показано изменение спектров излучения  $Ge\langle 100 \rangle$  с  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при увеличении давления до  $P = 480$  МПа. Спектры TA и LA записаны при температуре бани  $T_B = 1,6$  К и плотности возбуждения  $W = 30 \text{ Вт/см}^2$ . С увеличением деформации интенсивность линии L уменьшается и она исчезает совсем при максимальных деформациях. Однако при увеличении плотности возбуждения она снова появляется в спектре (рис. 10, в, спектры TA° и LA°, записанные при  $W = 200 \text{ Вт/см}^2$ ).

Из рис. 10 видно, что в сильно сжатом  $Ge\langle 100 \rangle$  линии L и M сильно перекрываются. Для выделения линии L, возникающей в

Таблица I  
 Параметры ЭДЖ в сильно сжатых  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle III \rangle$

	$Ge\langle III \rangle$			$Ge\langle 100 \rangle$				
	теория [15]		экспери- мент	теория			эксперимент	
$\Delta E_V/E_{FH}$	$\infty$	$\infty$	7	$\infty^*$	$\infty^{**}$	$\infty^{**}$	I2	
$T^0, K$	0	2	2	0	0	1,75	1,75	2,8
$-\mu_L, мэВ$	0,426	0,54	0,7	0,21	0,19	0,27	0,28	0,37
$-\mu_{FE}, мэВ$	-	-	0,7	-	-	-	0,34	0,43
$-\mu_L + \mu_y, мэВ$	3,08	3,2	3,35	3,01	2,99	3,07	3,08	3,17
$n_0 \cdot 10^{-15}, см^{-3}$	II, I	8,9	II	10,1	9,7	8,2	7,3	6,5
$\Gamma_s$	1,58	1,69	1,58	1,63	1,65	1,73	1,81	1,88
$E_{FE} + E_{FH}, мэВ$	2,88	2,46	2,7	2,84	2,76	2,44	2,16	2,02
$n_g \cdot 10^{-15}, см^{-3}$	-	0,4	0,12	-	-	1,7	0,94	2,8

ж Расчет с использованием зависимости

$E_{xc}^0$  из [14]

жж Расчет с использованием зависимости

$E_{xc}^{\langle 111 \rangle}$  из [14]

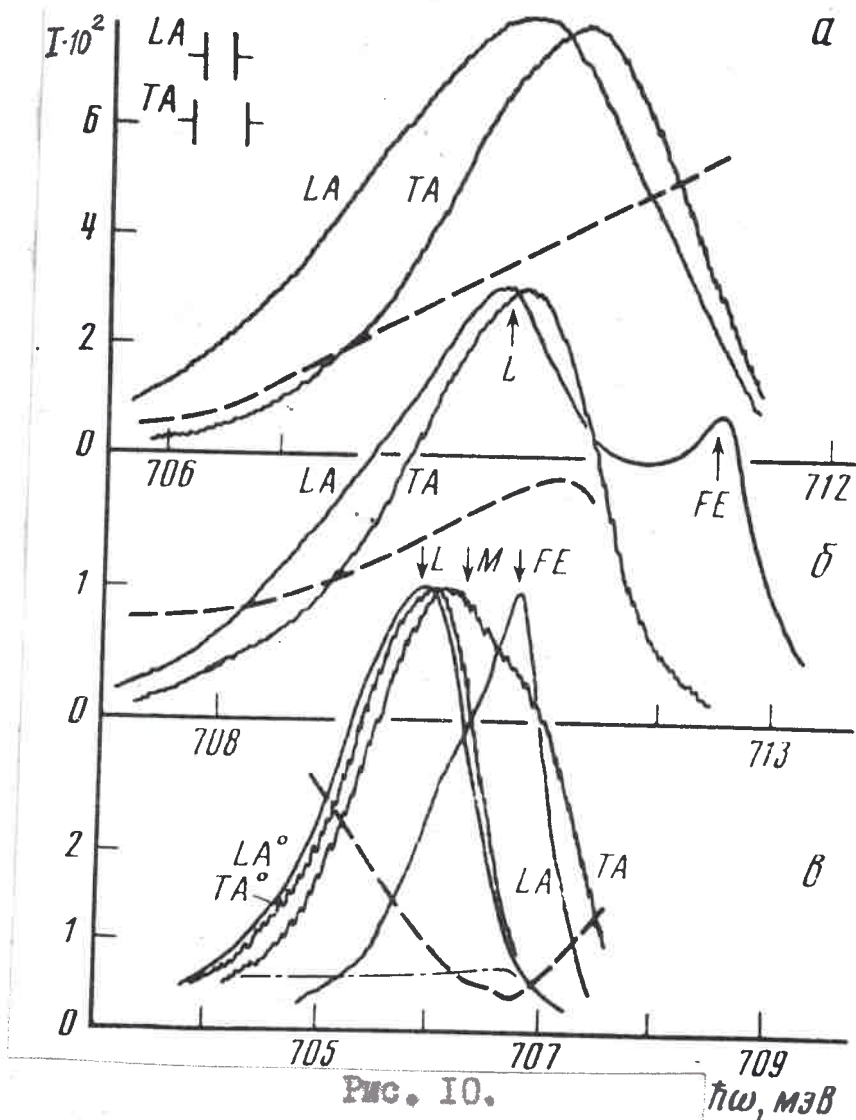


Рис. 10.

Спектры излучения  $Ge\langle 100 \rangle$  с  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в запрещенной (TA) и разрешенной (LA) компонентах при  $T_B = 1,6 \text{ K}$  и разных деформациях: а)  $P = 50 \text{ МПа}$ , б)  $P = 160 \text{ МПа}$  и в)  $P = 480 \text{ МПа}$ . Спектры TA и LA записаны при  $W = 30 \text{ Вт/см}^2$ , а  $TA^\circ$  и  $LA^\circ$  - при  $200 \text{ Вт/см}^2$ . Для удобства сравнения TA-спектры сдвинуты в область LA - компоненты на разность энергий фононов LA и TA. Штриховыми кривыми показано отношение  $I_{TA}/I_{LA}$ , штрихпунктиром -  $I_{TA^\circ}/I_{LA^\circ}$ . Шкала на оси ординат относится к отношению  $I_{TA}/I_{LA}$ .

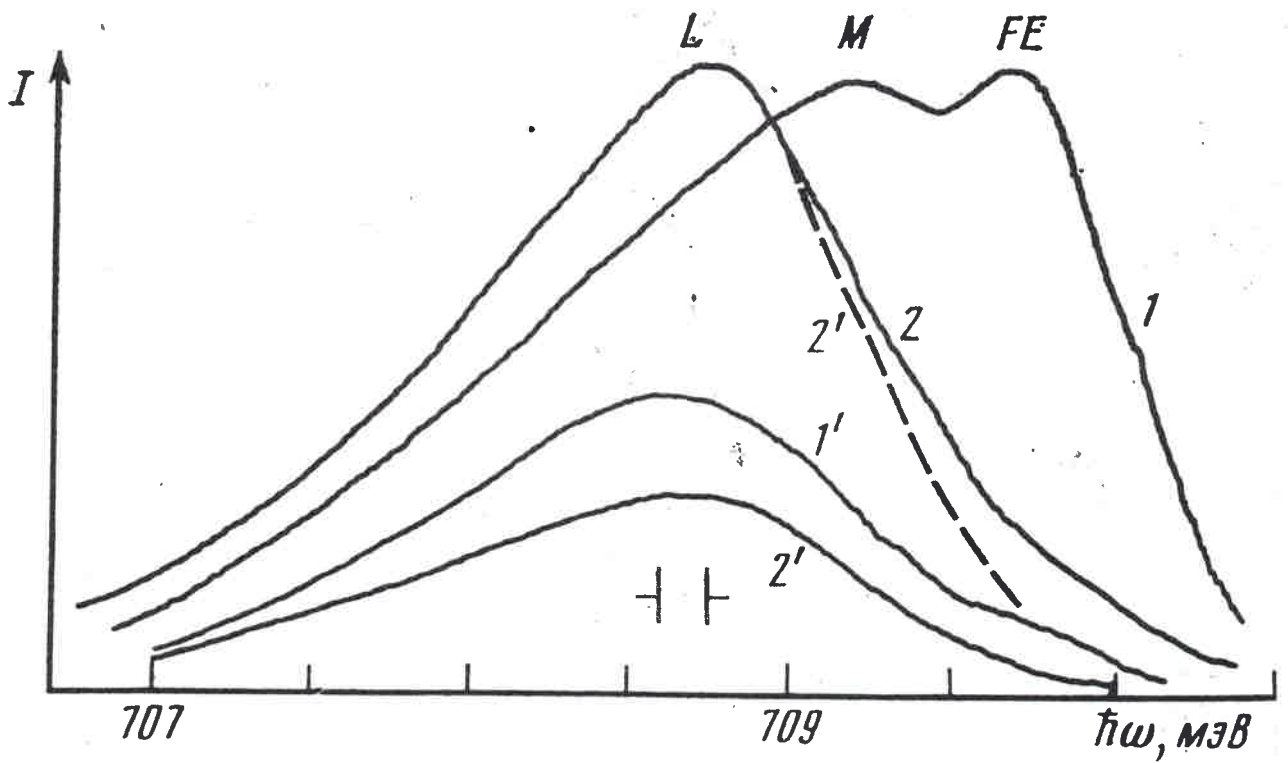


Рис. II.

LA - спектры излучения слабо легированного  $Ge(\sim 100)$  при  $P=330\text{МПа}$  и  $T_B=1,6\text{К}$  вблизи порога конденсации ( $1, W=30\text{Вт/см}^2$ ) и при большой плотности возбуждения ( $2, W=150\text{Вт/см}^2$ ), записанные при 100%-ной (кривые 1 и 2) и 20%-ной (кривые 1' и 2') модуляциях возбуждающего света. Коэффициент усиления при записи дифференциальных спектров не изменялся. Спектр 2' , показанный штрихом, отнормирован на максимум кривой 2.

спектре пороговым образом, мы воспользовались 20%-ной модуляцией возбуждающего света (рис. II). Из сравнения спектров, записанных со 100%-ной (кривая I) и 20%-ной (I') модуляциями при небольшой плотности возбуждения ( $W \approx 30 \text{ Вт/см}^2$ ), видно, что линия L возникает в спектре пороговым образом. При больших  $W$  разница между обычным (2) и дифференциальным (2') спектрами невелика в силу малости интенсивности излучения ЭМ и экситонов.

Для нахождения химического потенциала и плотности ЭДЖ в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  мы воспользовались, как в случае  $\text{Ge}\langle 111 \rangle$ , аппроксимацией формы разрешенной (LA) компоненты линии L с помощью выражения (12) (рис. 12, а). При  $T_{FE} = 1,75 \text{ К}$  удовлетворительное согласие между рассчитанным и экспериментальным спектрами имеет место при  $\mu_c = -0,28 \pm 0,04 \text{ мэВ} \approx 0,1 R_y$  и  $n_0 = (7,3 \pm 0,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $\Gamma_S = 1,81$ ). Для химического потенциала экситонов в газовой фазе из экспериментального значения  $I_m/I_{FE}$  на пороге конденсации ( $I_m/I_{FE} \approx 2$ , рис. 12, а) было получено по формуле (14) близкое значение  $\mu_{FE} = -0,34 \pm 0,08 \text{ мэВ}$ .

В таблице проводится сравнение экспериментальных параметров ЭДЖ в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  и  $\text{Ge}\langle 111 \rangle$  с рассчитанными для  $T=0$  и  $T=2 \text{ К}$ , ввиду того, что температурные поправки оказываются существенными. Теоретические параметры для ЭДЖ в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  были вычислены нами с использованием для обменно-корреляционной энергии  $E_{xc}(\Gamma_S)$  зависимостей  $E_{xc}^0$  и  $E_{xc}^{\langle 111 \rangle}$ , рассчитанных в работах [14, 15] в рамках согласованной схемы Сингви и др. [18] для  $\text{Ge}\langle 111 \rangle$  ( $E_{xc}^{\langle 111 \rangle}(\Gamma_S)$ ) и для идеализированной зонной структуры (простые изотропные параболические зоны) ( $E_{xc}^0(\Gamma_S)$ ). Как и следовало ожидать из-за очень слабой чувствительности  $E_{xc}(\Gamma_S)$  к деталям зонной структуры, параметры ЭДЖ, рассчитанные с использованием  $E_{xc}^0$  и  $E_{xc}^{\langle 111 \rangle}$ , различаются очень мало. Из таблицы видно, что

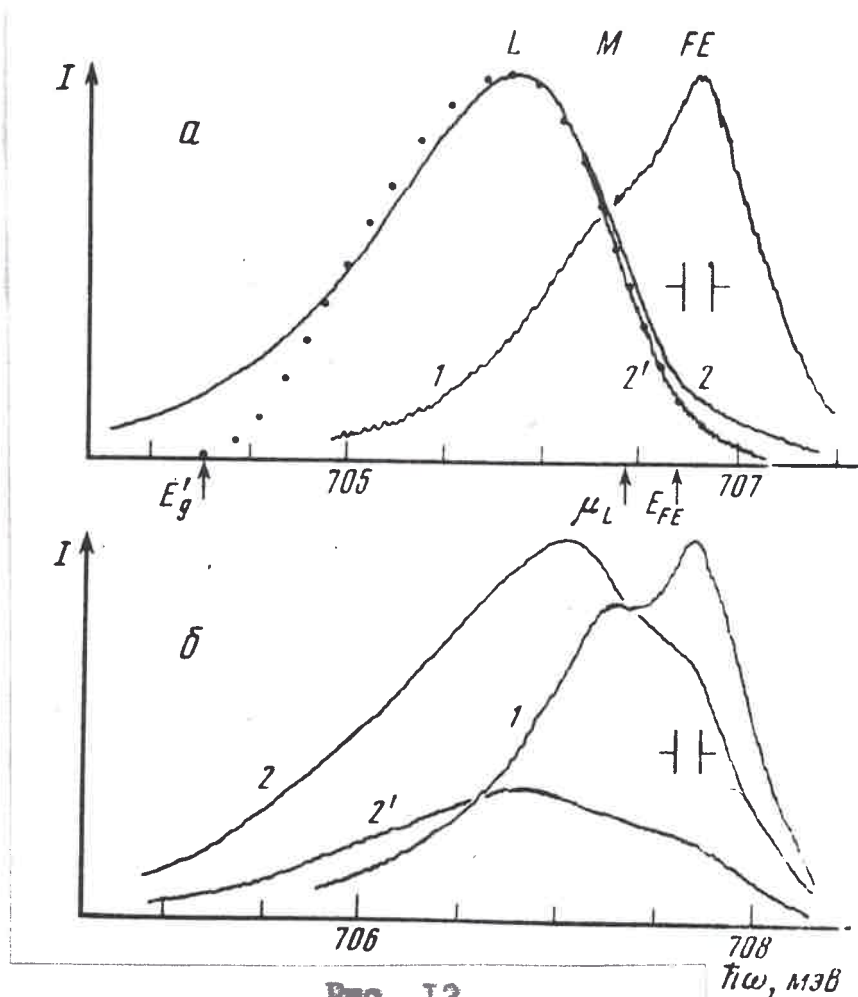


Рис. 12

$\hbar\omega$ , МэВ

LA - Спектры излучения сильно сжатых кристаллов  $Ge\langle 100 \rangle$  с  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (а) и  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (б) при  $T_B = 1,5 \text{ К}$  вблизи порога конденсации (кривые 1) и при большой плотности возбуждения (кривые 2). Дифференциальные по плотности возбуждения спектры (2') записаны при 20%-ной модуляции, коэффициент усиления равен  $\times 2,5$  для рис. 12,б. Точками на рис. 12,а показана аппроксимация формы спектра излучения ЭДЖ с помощью выражения (12) при  $T_{FE} = 1,75 \text{ К}$ ,  $n_0 = 7,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Величины давления и плотности возбуждения для спектров соответственно равны:  
 а)  $P = 450 \text{ МПа}$ ,  $W = 40 \text{ Вт/см}^2$  (1) и  $150 \text{ Вт/см}^2$  (2), б)  $P = 420 \text{ МПа}$ ,  $W = 70 \text{ Вт/см}^2$  (1) и  $200 \text{ Вт/см}^2$  (2).

экспериментальное значение химического потенциала в  $Ge\langle 100 \rangle$  хорошо согласуется с рассчитанным, в то время как величина плотности ЭДЖ заметно меньше теоретической. Из сравнения изменения  $\mu_c$  при переходе от  $Ge\langle III \rangle$  к  $Ge\langle 100 \rangle$  видно, что для рассчитанных значений оно на  $0,15 \text{ мэВ}$  меньше, чем для экспериментальных. Однако в значительной мере это расхождение связано с меньшей деформацией кристаллов  $Ge\langle III \rangle$ , где  $P \approx 320 \text{ МПа}$ . При одинаковых  $P$  ( $320 \text{ МПа}$ ) это расхождение уменьшается почти на  $0,1 \text{ мэВ}$  и лежит в пределах экспериментальной ошибки. Отметим в связи с этим, что и в случае  $Ge\langle III \rangle$  следует ожидать примерно такого же (т.е.  $\sim 0,1 \text{ мэВ}$ ) уменьшения  $|\mu_c|$ , найденного нами при  $P=320 \text{ МПа}$ , из-за уменьшения непараболичности валентной зоны, при дальнейшем увеличении степени одноосной деформации. Полученное в результате такой экстраполяции значение  $\mu_c = -0,6 \text{ мэВ}$  для  $Ge\langle III \rangle$  хорошо согласуется с рассчитанным. Обратим внимание, что энергия связи ЭДЖ (в ридбергах) в  $Ge\langle III \rangle$  оказывается даже несколько больше, чем в  $Si\langle 100 \rangle$  ( $\varphi = 0,17 \text{ Ry}$  [43]), где в зоне проводимости имеются не одна, а две, но с малой анизотропией, долины. Из полученных выше результатов следует, что расчеты параметров ЭДЖ с использованием при вычислении корреляционной энергии метода Сингви и др. [18] хорошо описывает экспериментальные результаты как в  $Ge\langle III \rangle$ , так и в  $Ge\langle 100 \rangle$ .

#### § 4. Влияние слабого магнитного поля на стабильность ЭДЖ в одноосно сжатом $Ge$ .

В больших магнитных полях доминирующим эффектом, как следует из расчетов [64] и экспериментов в недеформированном  $Ge$  [19, 65], является уменьшение вклада в полную энергию ЭДЖ  $E_G$  от кинетической энергии электронов и дырок вследствие увеличения плотности состояний на дне зон из-за квантования их движения. В силу

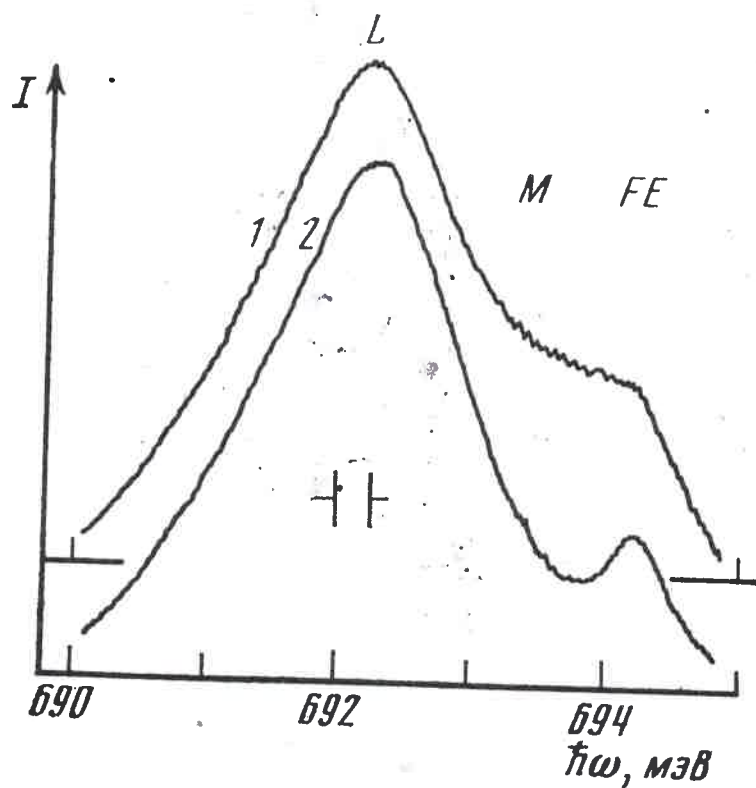


Рис. 13.

Влияние магнитного поля на  $LA$  - спектр излучения сильно  
сжатых чистых кристаллов  $Ge \langle III \rangle$  :  $I-H=0,2-H=0,4T$ ;  $T_0=1,7K$ .

этого  $n_0$  и  $E_G(H)$ , отсчитанное от  $E_g(H)$ , сильно возрастает в магнитном поле. Увеличение энергии связи при этом происходит несколько медленнее из-за возрастания энергии связи экситона. В малых полях можно, однако, ожидать уменьшения стабильности ЭДЖ из-за снятия спинового вырождения в зонах, если учесть, что зеемановские расщепления для электронов (дырок) в ЭДЖ и экситонах близки. Обратимся к экспериментальным результатам.

а.  $Ge\langle III \rangle$ . При изучении влияния магнитного поля на спектры излучения  $Ge\langle III \rangle$  мы не обнаружили осцилляций в интенсивности как экситонной линии, так и линии излучения ЭДЖ. С ростом магнитного поля наблюдается слабое уменьшение относительной интенсивности линии  $FE$  и сильное падение интенсивности излучения ЭМ, расположенного между линиями  $L$  и  $FE$  (рис.13); изменение энергии связи ЭДЖ лежит в пределах ошибки ее определения ( $\sim 0,1$  мэВ). Небольшое уменьшение  $I_{FE}$  легко объясняется снятием вырождения экситонного термина. При  $H=1$  Т его расщепление сравнимо с  $kT$ : три уровня отщеплены от основного зеемановского термина, на 0,7; 3,3 и 4К. Так же как в  $Ge\langle 100 \rangle$  [63], влияние магнитного поля на плотность ЭМ существенно больше из-за невозможности связывания в ЭМ двух экситонов с электронами (дырками) в одинаковых спиновых состояниях.

б.  $Ge\langle 100 \rangle$ . Поведение спектров излучения слабо скатых кристаллов  $Ge\langle 100 \rangle$  с  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , когда энергия связи ЭДЖ составляет 0,7-1,2 мэВ, полностью аналогично наблюдаемому в сильно скатых кристаллах  $Ge\langle III \rangle$ . Однако в более сильно скатых кристаллах  $Ge\langle 100 \rangle$  влияние полей  $H \sim 0,5$  Т на спектр излучения оказывается весьма существенным (рис.14): интенсивность излучения ЭДЖ сильно уменьшается, а интенсивности излучения ЭМ и экситонов

увеличиваются. Рис. 15 иллюстрирует изменение интенсивности излучения в области линии  $L$  (при  $\hbar\omega = E_{FE} - 1,5 \text{ мэВ}$ ) при вариации температуры и давления. Влияние магнитного поля на  $I_L$  тем сильнее, чем больше давление и температура. Так, при  $P=480 \text{ МПа}$  и  $T_B = 2,1 \text{ К}$   $I_L$  уменьшается в 1,5 раза в поле  $H=0,05 \text{ Т}$ . Качественно этот результат представляется вполне естественным: влияние магнитного поля увеличивается по мере уменьшения энергии связи ЭДЖ и приближения к критической температуре.

Из рис. 15 видно, что в зависимости  $I_L(H)$  в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  в полях  $H < 1 \text{ Т}$  не наблюдается осциллирующей, несмотря на многократное пересечение квазиуровня Ферми в этом интервале полей уровнями Ландау. Это связано в первую очередь с уменьшением плотности ЭДЖ и параметров  $E_{Fe}/kT$ ,  $E_{Fh}/kT$  в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$ , по сравнению с недеформированным германием, поэтому наблюдающееся изменение стабильности ЭДЖ не связано с эффектами типа де Гааза - ван Альфена, которые были ранее обнаружены и подробно исследовались в недеформированном  $\text{Ge}$  в полях  $H > 1 \text{ Т}$  [19, 66].

Для того чтобы описать изменение стабильности ЭДЖ, обратимся к рассмотрению влияния магнитного поля на основное состояние экситона, ЭМ и ЭДЖ. Как известно, в малых полях для изменения энергии экситона и ЭМ можно написать [63] :

$$E_{FE}(H) = E_{FE}(0) \pm \frac{1}{2}(g_e \pm g_h)\mu_B H + \frac{1}{2}\chi_{FE} H^2, \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} E_M(H) = E_{FE}(0) - \frac{1}{2} \Delta_M + \frac{1}{4} \chi_M H^2, \quad (16)$$

где  $\chi_{FE}, \chi_M$  - диамагнитные восприимчивости экситонов и ЭМ, составляющие в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  соответственно:  $\chi_{FE} = 0,35$  и  $\chi_M = 0,94 \text{ мэВ/Т}^2$  [63, 33].

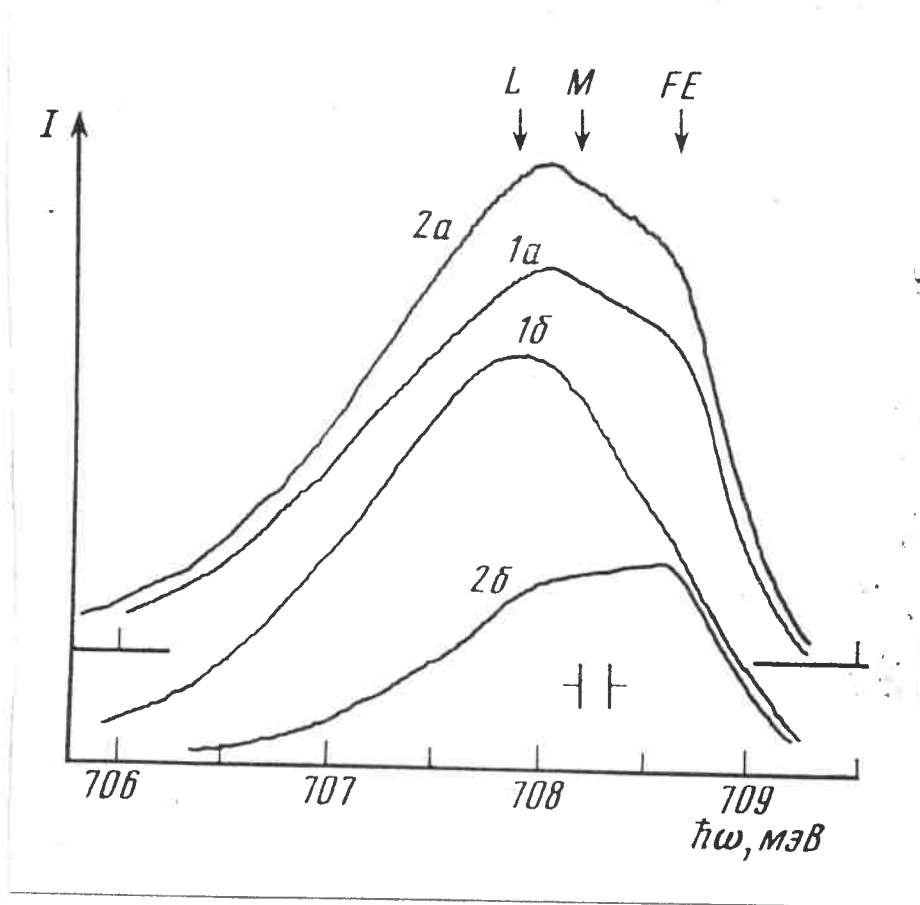


Рис. 14.

Сравнение спектров излучения в нулевом магнитном поле (кривые 1) и в поле  $H=0,4T$  (кривые 2) чистых ( $N = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) (кривые а) и слабо легированных ( $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) (кривые б) сильно скатых ( $P=380 \text{ МПа}$ ) кристаллов  $Ge \langle 100 \rangle$  при  $T_B = 1,75 \text{ К}$ . Плотность возбуждения равна  $200 \text{ Вт/см}^2$  для чистых и  $60 \text{ Вт/см}^2$  для слабо легированных кристаллов.

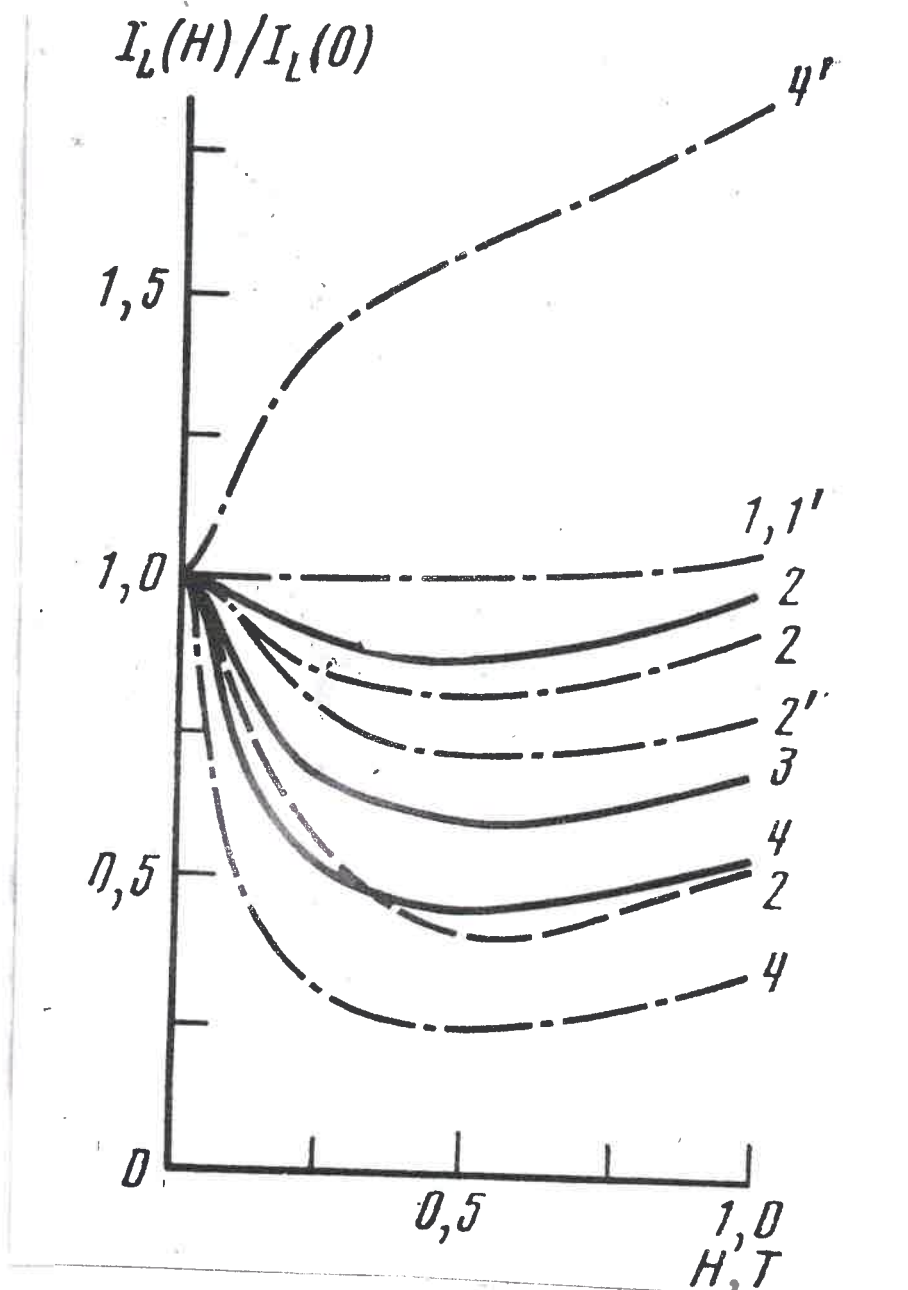


Рис. 15.

Изменение интенсивности излучения в области линии  $L$  (при  $\hbar\omega = E_{FE} - 1,5\text{эВ}$ ) при вариации температуры и давления в чистых (цифры со штрихом) и слабо легированных кристаллах  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$ . Сплошная линия -  $T_B = 1,5\text{К}$ , штриховая линия  $T_B = 1,75\text{К}$  и штрихпунктир -  $T_B = 2,15\text{К}$ . Цифры соответствуют разным давлениям: 1- $P=220$ , 2- $P=280$ , 3- $P=380$  и 4- $P=480\text{МПа}$ .

Основная трудность в расчете зависимости основного состояния ЭДЖ  $E_G(n_0, H)$  заключается в вычислении корреляционной энергии. Из экспериментальных исследований кристаллов  $Ge$  следует, однако, что изменения обменной и корреляционной энергии в магнитном поле в значительной мере компенсируют друг друга так, что при описании экспериментальных результатов вплоть до полей  $H=18T$  можно пренебречь зависимостью обменно-корреляционной энергии от магнитного поля

[65]. Поэтому естественно предположить, что в интересующем нас случае малых полей,  $H \leq 1 T$ , зависимостью  $E_{xc}$  от  $H$  в  $Ge \langle 100 \rangle$  также можно пренебречь, по сравнению с изменением  $E_K(H)$ . В этом приближении вклад от  $E_{xc}$  в диамагнитную восприимчивость ЭДЖ имеет место только в силу изменения в магнитном поле полной плотности ЭДЖ. В области очень низких температур давление в газовой фазе  $P_g$  мало и изменение параметров ЭДЖ в магнитном поле можно найти, считая, что давление в ЭДЖ  $P_L = 0$  [10]. Для удобства расчетов  $P_L$  и  $\mu_L$  можно представить в виде суммы вкладов от газа не взаимодействующих частиц  $P_{e,h}(E_{Fe,h})$  и от обменно-корреляционной энергии  $P_{xc}(\mu_{xc})$ :

$$P_L = P_e + P_h + P_{xc} \quad , \quad (17)$$

$$\mu_L = E_{Fe} + E_{Fh} + \mu_{xc} \quad , \quad (18)$$

$$\mu_{xc} = E_{xc} + n \frac{\partial E_{xc}}{\partial n} \quad , \quad (19)$$

$$P_{xc} = n^2 \frac{\partial E_{xc}}{\partial n} \quad . \quad (20)$$

В сильно сжатых ( $P \sim 500 \text{ МПа}$ ) кристаллах  $Ge \langle 100 \rangle$  в полях  $H \leq 1T$  можно пренебречь непараболическостью валентной зоны, поскольку поправки  $\Delta \hbar \omega_c / \hbar \omega_c$  вблизи  $E_{Fh}$  не превышают 10% (см., например, [16]). Здесь  $\hbar \omega_c$  - циклотронная частота. В этом случае  $P_{e,h}(H)$  равно:

$$P_{e,h} = \frac{eH(m_z^{e,h})^{1/2} (2kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^2}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{S_z = \pm 1/2} \int_0^{\infty} \frac{z^{1/2} dz}{1 + \exp\{z - [\mu - \hbar\omega_c^{e,h}(n+1/2) + S_z \mu_B g_{e,h} H] / kT\}}, \quad (21)$$

где  $g_{e,h} - g$  - факторы,  $m_z^{e(h)}$  - эффективная масса электрона (дырки) в ЭДЖ вдоль магнитного поля.

Разложение выражения (21) по малому параметру  $\hbar\omega_c^{e,h}/E_{Fe,h}$  при  $T=0$  дает:

$$P_{e,h}(H) = P_{e,h}(0) \left\{ 1 - \frac{5}{32} \left( \frac{\hbar\omega_c^{e,h}}{E_{Fe,h}} \right)^2 + \frac{15}{32} \left( \frac{g_{e,h} \mu_B H}{E_{Fe,h}} \right)^2 \right\}, \quad (22)$$

где

$$P_{e,h}(0) = \frac{2^{5/2}}{15} \cdot \frac{(m_{de})^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} E_{Fe,h}^{5/2}$$

- давление при  $H=0$  и  $T=0$ . Из (22) видно, что линейные по магнитному полю поправки в  $P_{e,h}$  отсутствуют. Квадратичные поправки хорошо известны для газа свободных электронов. Они связаны с диамагнетизмом Ландау и парамагнетизмом Паули, причем в силу равенства  $\hbar\omega_c^e = g_e \mu_B H$  для свободных электронов преобладает парамагнитная поправка [67]. Иная ситуация имеет место в случае ЭДЖ в  $Ge \langle 100 \rangle$ , где доминирует диамагнитная поправка в силу малости  $g$ -факторов  $g_{e,h}$  по сравнению с обратными циклотронными массами ( $m_{ce,h}^{-1}$ ).

Из условия  $P_L = 0$  при  $T=0$  находим, что

$$\frac{\partial P}{\partial n} \Big|_{n=0} \cdot \Delta n \approx \frac{5}{32} \sum_{l=e,h} P_l(0) \left( \frac{\hbar\omega_c^l}{E_{Fl}} \right)^2, \quad (23)$$

откуда для энергии основного состояния  $E_G(H) = \mu_L(H) \Big|_{T=0}$ , принимая во внимание соотношения

$$\partial P / \partial \mu = n, \quad (24)$$

$$P_l(0) = 2/5 n E_{Fl}, \quad (25)$$

получаем

$$\mu_L(H) = E_G(0) + 1/2 \chi_L H^2, \quad (26)$$

где диамагнитная восприимчивость на одну  $e-h$  пару

$$\chi_L = \frac{1}{8} \sum_{i=e,h} \frac{(\hbar \omega_{ci})^2}{H^2 E_{Fi}} = \frac{1}{4} \frac{e^2}{c^2 (3\pi^2 n)^{2/3}} \left[ \frac{m_{de}}{m_{ce}^2} + \frac{m_{dh}}{m_{ch}^2} \right]. \quad (27)$$

Здесь не выписан парамагнитный член ввиду его малости в  $Ge\langle 100 \rangle$ .

Из (27) видно, что  $\chi_L$  возрастает с уменьшением плотности ЭДЖ.

Из расчета  $\chi_L$  для ЭДЖ в  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $T=0$  следует, что

$\chi_L = 0,29 \text{ мВ/Т}^2$ , причем основной вклад в  $\chi_L$  приносят электроны.

Видно, что  $\chi_L$  близко к значениям диамагнитной восприимчивости экситонов и ЭМ.

Из сравнения зависимостей от магнитного поля для  $E_{FE}$ ,  $E_M$  и  $E_G$  (выражения (15), (16), (26)) следует, что в пределе малых полей энергия связи ЭДЖ будет уменьшаться из-за наличия в зависимости

$E_{FE}(H)$  линейного члена (рис.16). Однако в силу неравенства  $\chi_L < \chi_{FE}$  в больших магнитных полях энергия связи ЭДЖ будет возрастать.

В области очень низких температур можно пренебречь давлением экситонного газа. В этом случае в силу появления в выражении (25) для давления температурной добавки, равной  $\frac{1}{4} \pi^2 n (kT)^2 / E_{Fi}$  (при  $kT \ll E_{Fi}$ ), в выражении (26) для химического потенциала нужно заменить  $E_{Fi}$  на  $E_{Fi} \left( 1 - \frac{\pi^2 (kT)^2}{2(E_{Fi})^2} \right)$  в величине  $\chi_L$ . Следовательно, с ростом температуры влияние магнитного поля на химический потенциал ЭДЖ возрастает, что качественно согласуется с экспериментом.

Для количественных расчетов в интересующей нас области полей  $H \leq 1T$  и температур  $T=2-3K$  полученные выше приближенные формулы оказываются, однако, слишком грубыми. Так, параметры разложения  $\hbar \omega_c / E_F \sim 1$  при  $H \sim 1T$ , а  $kT / E_{Fe} \sim 0,3$  при  $2K$ . Кроме того, как показывают оценки, давление газовой фазы уже не является пренебрежимо малым. Поэтому для расчета зависимости  $\chi_L(H) |_T$

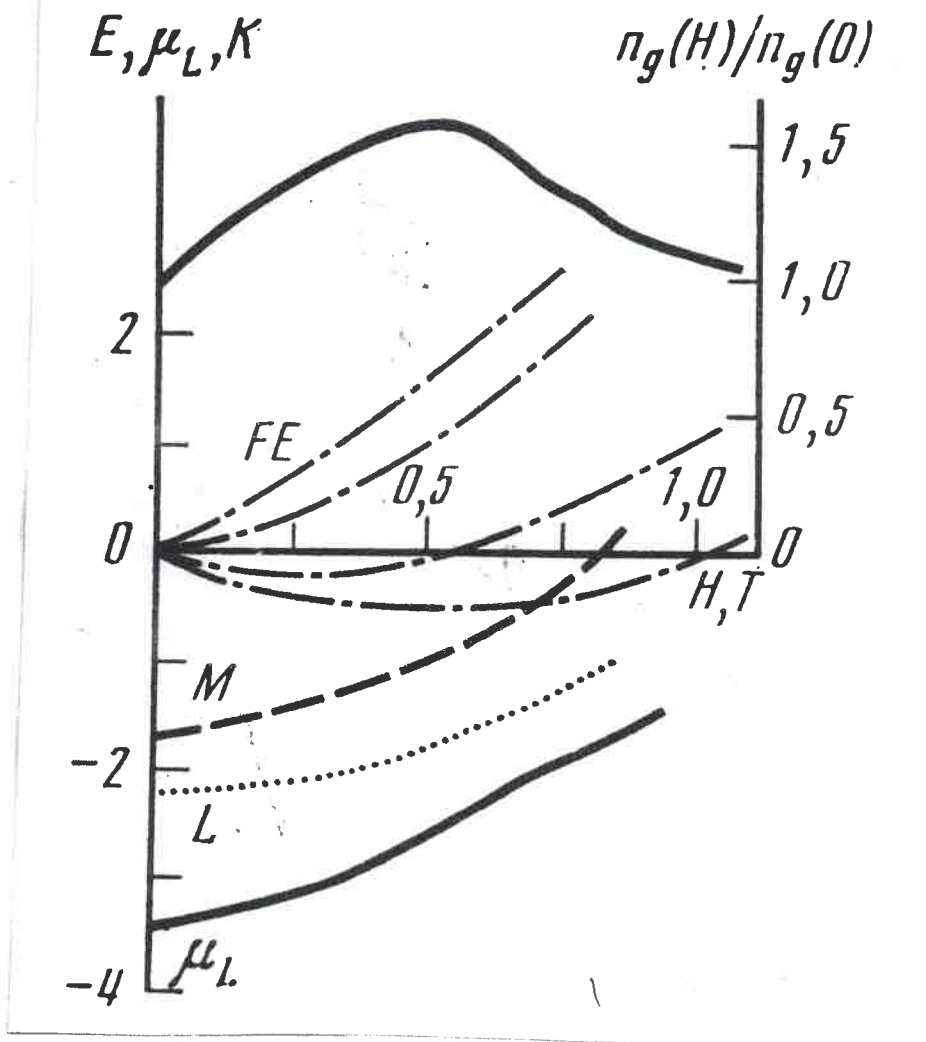


Рис. 16.

Изменение энергий основного состояния экситонов ( $FE$ ), ЭИ ( $M$ ), ЭДЖ при  $T=0 K$  ( $L$ ) и химического потенциала ЭДЖ при  $T=2K$  ( $\mu_L$ ) для  $Ge\langle 100 \rangle$  в магнитном поле. В верхней части рисунка сплошной линией показана рассчитанная зависимость для равновесной плотности газовой фазы при  $2K$ .

мы воспользовались численным решением уравнения

$$P_g(\mu, H)|_T = P_{FE}(\mu, H) + P_m(\mu, H)|_T = P_L(\mu, H)|_T. \quad (28)$$

Затем по найденной таким образом величине химического потенциала системы ( $\mu_g = \mu_L$ ) мы рассчитали изменение плотности газовой фазы

$n_g = n_{FE} + 2n_m$ . Для идеального газа экситонов и ЭМ

$$P_g = \frac{2}{3} (kT)^{5/2} \frac{m_{FE}}{\pi^2 \hbar^3} \left\{ \left[ \sum_{i=1}^4 B_{3/2} \left( \frac{x_i}{kT} \right) \right] + 2^{3/2} B_{3/2} \left( \frac{x_m}{kT} \right) \right\}, \quad (29)$$

$$n_g = \frac{(m_{FE} kT)^{3/2}}{\sqrt{2} \pi^2 \hbar^3} \left\{ \left[ \sum_{i=1}^4 B_{1/2} \left( \frac{x_i}{kT} \right) \right] + 2^{3/2} B_{1/2} \left( \frac{x_m}{kT} \right) \right\}, \quad (30)$$

Первый член описывает вклад экситонов ( $x_i = \mu_L \pm \frac{1}{2} m_{Fe} (g_e \pm g_h) H + \frac{1}{2} \chi_{FE} H^2$ ), второй - ЭМ ( $x_m = 2\mu_L - \Delta_m + \frac{1}{2} \chi_m H^2$ ),

$m_{FE}$  - масса плотности состояний экситонов,

$$B_j(x_i) = \int_0^\infty \frac{z^j dz}{\exp(z - x_i) - 1}. \quad (31)$$

Результаты расчета показаны на рис. 17. При расчете вклада в от обменно-корреляционной энергии использовалась зависимость

$E_{xc}(r_s)$  для  $Ge < III >$  из работы [14]. Отметим, однако, что выбор  $E_{xc}(r_s)$  не критичен, поскольку в силу малого изменения  $\mu_L$  в магнитном поле  $H < 1T$ , для его нахождения достаточно знать первую производную  $\partial P / \partial \mu$ , равную согласно (25) равновесной плотности  $n_c|_{H=0}$ . Из рис. 16 видно, что максимальное уменьшение стабильности ЭМ и возрастание  $n_g$  ожидается при  $H=0,4 \div 0,6T$ . В больших полях стабильность металлической фазы должна возрастать, что хорошо согласуется с экспериментом. Отметим также, что учет изменения давления газовой фазы привел к дополнительному увеличению  $\mu_L(H)$ , в результате чего в малых полях,  $H \leq 0,2T$ ,  $\chi_L$  сравнялось с  $1/2 \chi_m$ . В согласии с этим наблюдаемое экспериментально при  $H=0,4T$  отношение  $I_m / I_{FE}$  (рис. 12) даже несколько больше, чем при  $H=0$ . Точность в определении  $n_g$ , однако, недостаточна для корректного количественного сравнения с расчетом.

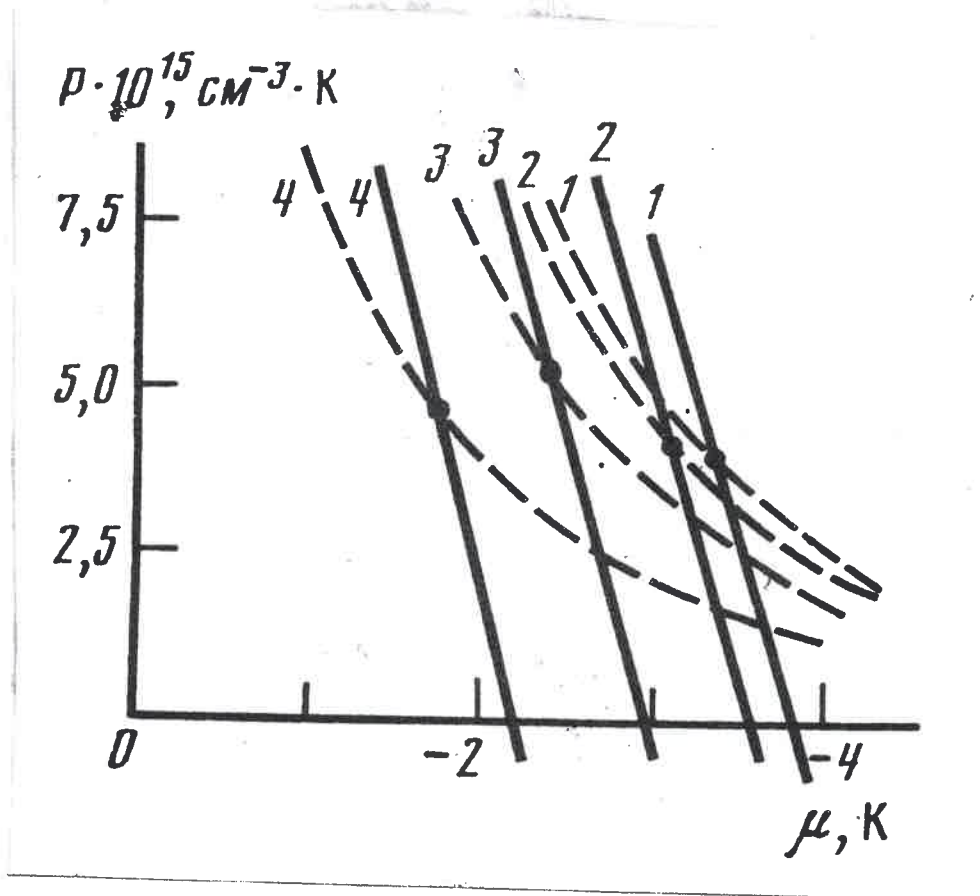


Рис. 17.

Зависимость давления от химического потенциала для ЭДЖ (сплошные линии) и газовой фазы (пунктир) в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  при  $T=2\text{K}$  и разных магнитных полях: 1)  $H=0$ , 2)  $H=0,2\text{T}$ , 3)  $H=0,5\text{T}$ , 4)  $H=0,8\text{T}$ . Точки пересечения кривых отвечают равновесным значениям  $\mu$  и  $P$ .

§ 5. Особенности спектра излучения ЭДХ  
 малой плотности [62, 68]

Форма линии излучения ЭДХ определяется переходами в возбужденные состояния, которыми в одночастичном описании являются дырки внутри ферми-моря электронов и электроны внутри ферми-моря дырок (формула (12)). Учет многочастичных эффектов приводит к появлению низкоэнергетического хвоста у линии  $L$ , а также дополнительной линии излучения, сдвинутой относительно линии  $L$  на энергию плазмона. Эти отклонения обусловлены тем, что в конечном состоянии появляются дополнительные возбужденные окучастицы и плазмоны [10, 11, 69-72]. Введем в рассмотрение параметр  $\zeta$ :

$$\zeta = \frac{I_{TA}(0)/I_{LA}(0)}{I_{TA}(E_{Fe} + E_{Fh})/I_{LA}(E_{Fe} + E_{Fh})} \quad (32)$$

В рамках одночастичного приближения этот параметр обращается в ноль в силу равенства  $M_{TA}(K_e = 0, K_h = 0) = 0$  (см. (11) и (12)). Вклад от многочастичных коррекций, проявляющийся в появлении низкоэнергетического хвоста у линии  $L$ , приводит к тому, что параметр  $\zeta$  оказывается отличным от нуля. Из сравнения TA и LA-спектров излучения ЭДХ в недеформированном Ge следует, что  $\zeta \approx 0,05$ . В одноосно скатых кристаллах Ge<111> и Ge<100> величина  $\zeta$  существенно увеличивается. Из рис. 9 и 10 видно, что в Ge<111> при  $P=120$ МПа,  $\zeta = 0,4$ , а при  $P=320$ МПа,  $\zeta = 0,65$ , а в Ge<100> при  $P=480$ МПа величина  $\zeta = 0,8$ . Отклонение формы линии  $L$  от одночастичного описания в недеформированном Ge не велико (на долю низкоэнергетического хвоста приходится около 5% от полной интенсивности линии  $L$  (рис. 18)) и обычно списывалось на затухание одночастичных возбуждений. В этом случае такое предположение было правомерно, поскольку величина затухания  $\gamma$ , необходимая для хорошего описания красного хвоста линии  $L$ , была небольшой

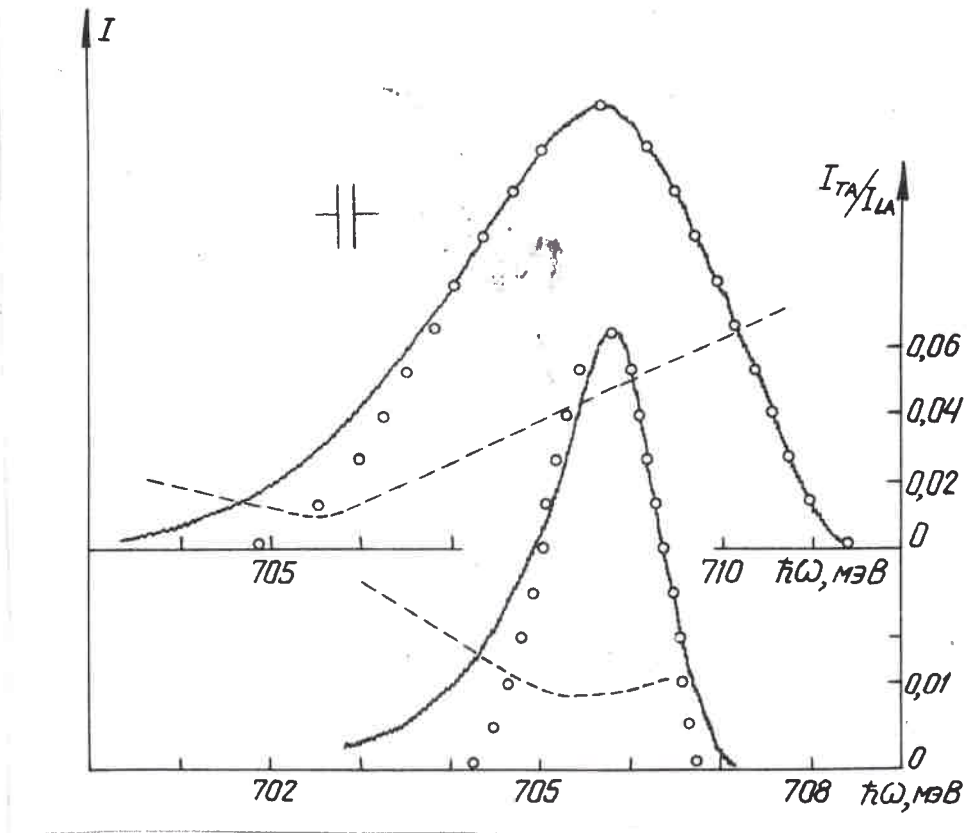


Рис. 18.

Разрешенная компонента линии излучения ЭДЖ ( $L$ ) в недеформированном (верхняя часть рисунка) и сильно деформированном  $Ge\langle 100 \rangle$  ( $P=470\text{МПа}$ , нижняя часть рисунка) при  $T=1,7^{\circ}\text{К}$ . Аппроксимация формы линии  $L$ , вычисленная в рамках одночастичного описания, показана светлыми кружками. Пунктиром показано отношение запрещенной ( $TA$ ) и разрешенной компонент спектра излучения, совмещенных путем сдвига  $TA$ -компоненты на разность энергий  $TA$  и  $LA$  - фононов.

по сравнению с энергиями Ферми носителей [29]. В случае  $Ge\langle 100 \rangle$ , где относительная интегральная интенсивность красного хвоста линии  $L$  возрастает до 20% (рис. 18), даже при величинах  $\theta$ , превышающих энергии Ферми электронов и дырок, не удастся удовлетворительно описать форму линии  $L$ . Этот факт свидетельствует о неприменимости вышеуказанного предположения о затухании одночастичных возбуждений в случае ЭДЛ малой плотности, имеющей место в  $Ge\langle 100 \rangle$ .

С другой стороны, как отмечалось выше, существует другой подход к описанию низкоэнергетического хвоста линии  $L$ , объясняющий его появлением дополнительных возбужденных квазичастиц и плазмов в конечном состоянии, т.е. процессами типа [71, 72]:

$$O.C. \rightarrow \tilde{e} + \tilde{h} + \hbar\Omega + \hbar\omega + X, \quad (33)$$

где O.C. - основное состояние,  $\tilde{e}(\tilde{h})$  - обозначает одночастичное возбуждение - электрон (дырка) внутри Ферми-моря дырок (электронов),  $\hbar\omega$  - испущенный фотон,  $\hbar\Omega$  - фотон, необходимый для выполнения закона сохранения квазиимпульса, а  $X$  обозначает дополнительную частицу отдачи, которой может быть либо плазмон ( $X = \hbar\omega_p$ ), либо электронно-дырочная пара, возникающая при возбуждении оже-электрона ( $e$ ) за пределы сферы Ферми:  $X = e + \tilde{h}$  (в случае оже-дырки ( $h$ )  $X = h + \tilde{e}$ ).

В  $Ge$ , где процесс излучения носит непрямой характер и сопровождается испусканием фотона, уносящего квазиимпульс в соответствии с законом сохранения, существует способ отделения процессов отдачи типа (33) от одночастичных процессов. Таким способом является сравнение спектров излучения с испусканием LA- и TA-фононов, которые в соответствии с законами симметрии отвечают разрешенным и запрещенным в нулевом порядке по  $\vec{k}$ , переходам.

Известно, что для процессов отдачи характерен отрицательный наклон зависимости отношения интенсивностей спектров в TA и LA-компонентах ( $I_{TA}/I_{LA}$ ) от энергии испускаемого фотона [63], поэтому для выявления процессов типа (33) необходимо изучать зависимость  $I_{TA}/I_{LA}(\hbar\omega)$ . На рис. 18 представлены зависимости  $I_{TA}/I_{LA}(\hbar\omega)$  для ЭДЖ в недеформированном Ge и  $Ge\langle 100 \rangle$ , откуда непосредственно видно, что низкоэнергетический хвост линии L обусловлен процессами отдачи типа (33), вероятность которых увеличивается по мере уменьшения плотности ЭДЖ.

Исследование формы линии L показало, что при больших деформациях ( $P > 300 \text{ МПа}$ ), самых низких температурах ( $T_{FE} < 2^\circ \text{К}$ ) и определенных условиях фокусировки красный хвост линии L трансформируется в отдельную, хорошо разрешенную линию LP.

Рис. 19 демонстрирует изменение спектра излучения в зависимости от условий фокусировки при  $P=400 \text{ МПа}$  и  $T=1,8^\circ \text{К}$  (меняется размер пятна возбуждения при постоянной мощности лазера). Спектру I на этом рисунке отвечает максимальная фокусировка с плотностью мощности  $W_1 = 200 \text{ Вт/см}^2$ . По мере уменьшения плотности возбуждения красный хвост линии преобразуется сначала в отдельное плечо ( $W_2 = 120 \text{ Вт/см}^2$ ), а затем в разрешенную линию LP ( $W_3 = 100 \text{ Вт/см}^2$ ,  $W_4 = 70 \text{ Вт/см}^2$ ). При дальнейшем уменьшении плотности возбуждения ( $W < 70 \text{ Вт/см}^2$ ) относительная интенсивность линии LP ( $\alpha = I_{LP}/I_L$ ) несколько уменьшалась. Следует обратить внимание, что зависимость спектров излучения от плотности возбуждения, представленная на рис. 19, не может служить общей рекомендацией для получения интенсивной линии LP, поскольку в различных образцах приходилось подбирать различные оптимальные значения плотности мощности  $W_0$  (от образца к образцу  $W_0$  менялось в интервале от 60 до 120 Вт/см<sup>2</sup>, а  $\alpha$  от 0,15 до 0,30). В связи

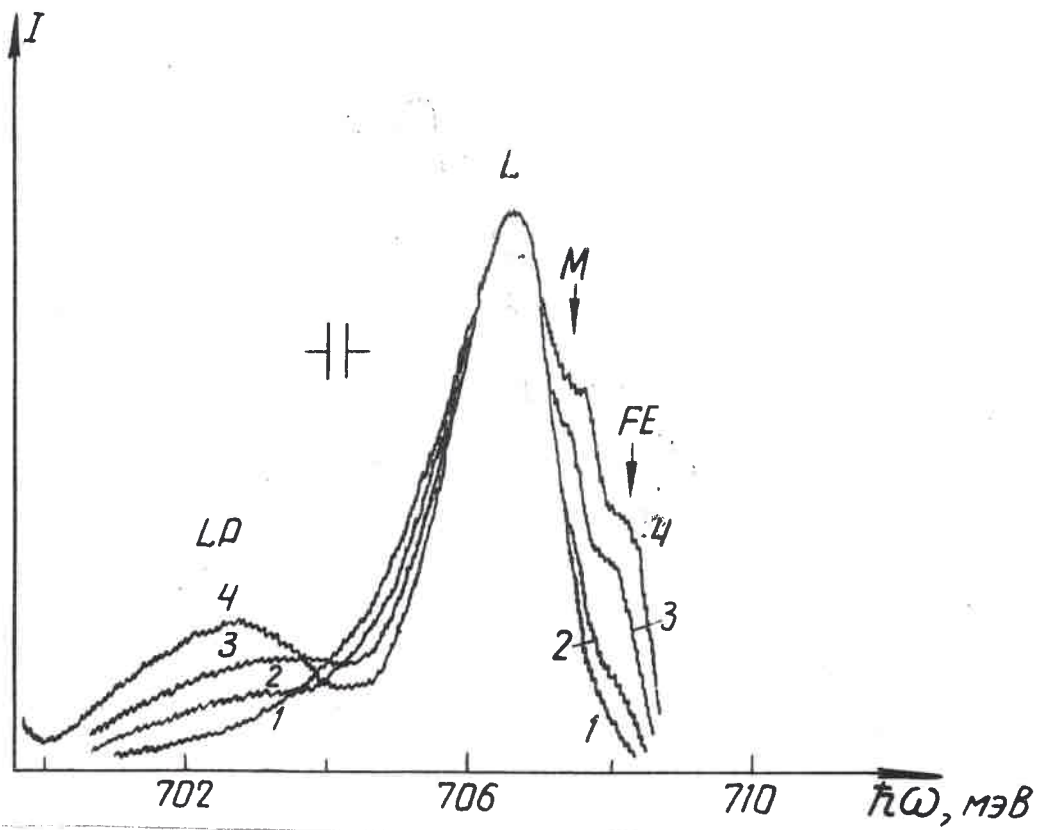


Рис. 19.

Спектры излучения  $Ge\langle -100 \rangle$  при  $P=420\text{МПа}$ ,  $T_e=1,5^\circ\text{К}$   
и различных плотностях возбуждения: 1. -  $W=200\text{Вт/см}^2$ ,  
2 -  $W=120\text{Вт/см}^2$ , 3 -  $W=100\text{Вт/см}^2$ , 4 -  $W=70\text{Вт/см}^2$ .

в этом представляется, что относительная интенсивность линии  $LP$  зависит кроме внешних параметров - температуры и деформации, также и от параметра, управлять которым очень трудно. Таким параметром может быть, например, размер электронно-дырочных капель (см. [68]).

Для выяснения природы линии  $LP$  мы использовали слабое магнитное поле. В спектре излучения чистого, сильно сжатого  $Ge$   $\langle 100 \rangle$  наблюдаются линии излучения ЭДЖ -  $L$ , свободного экситона -  $FE$  и экситонной молекулы -  $M$ , на которые слабое магнитное поле действует совершенно по-разному. На рис. 20 представлены спектры излучения  $Ge\langle 100 \rangle$  в магнитных полях 0; 0,6; 2Т. Выбор магнитного поля 0,6Т вызван тем, что стабильность ЭДЖ в нем падает и линия  $L$  исчезает из спектра люминесценции  $Ge\langle 100 \rangle$  (см. §4, гл.2). Из рис. 20 видно, что в поле  $H = 0,6Т$  одновременно с линией  $L$  из спектра исчезает и линия  $LP$ . В поле  $H = 2Т$ , когда дестабилизируются экситонные молекулы, а стабильность ЭДЖ восстанавливается, в спектре излучения исчезает линия  $M$ , но появляются линии  $L$  и  $LP$ . Эти факты однозначно свидетельствуют о капельной природе линии  $LP$ .

Положение, слабая интенсивность, а также поведение линии  $LP$  в слабом магнитном поле указывают на то, что эта линия также обусловлена процессами отдачи при рекомбинации электронно-дырочных пар в ЭДЖ. Как уже отмечалось выше для таких процессов оказывается чрезвычайно полезным сравнение запрещенной и разрешенной компонент спектра. На рис. 21 представлены, сдвинутые на разность энергий  $T_A$  - и  $L_A$ -фонов запрещенная и разрешенная компоненты, а также зависимость  $I_{TA}/I_{LA}(\hbar\omega)$ . Увеличение в 2,5 раза относительной интенсивности линии  $LP$  в запрещенной компоненте по сравнению с разрешенной, постоянство отношения  $I_{TA}/I_{LA}$

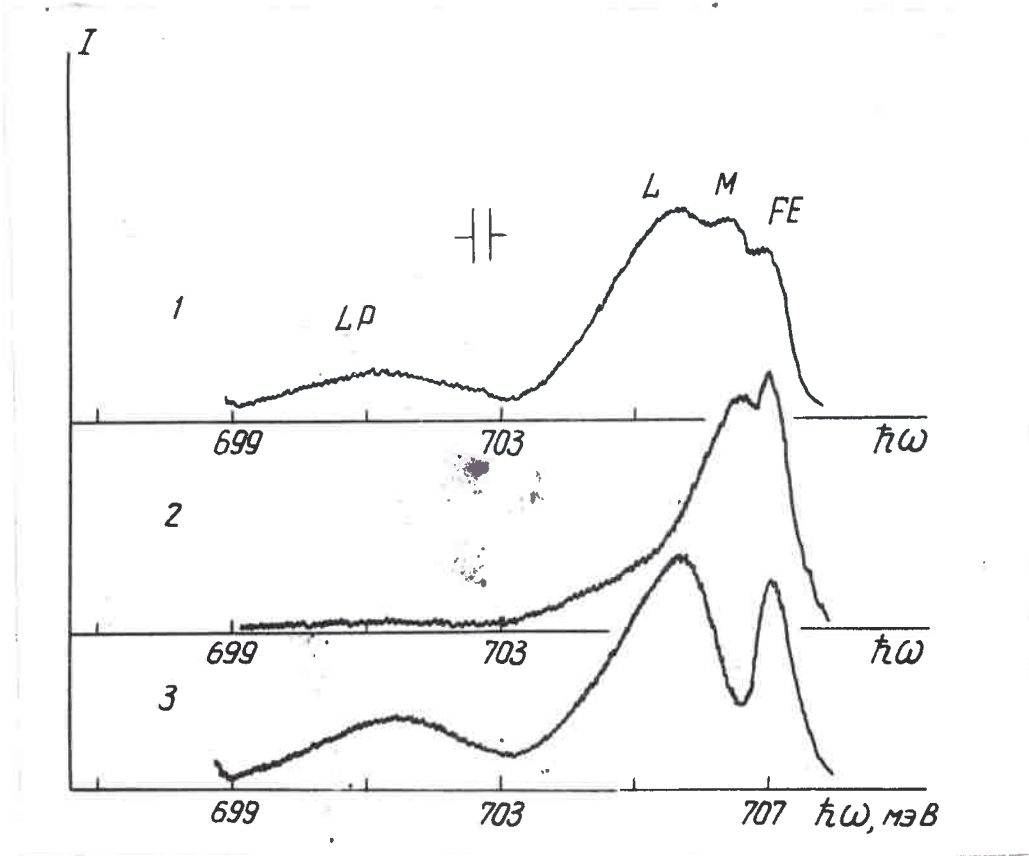


Рис. 20

Изменение спектров излучения  $Ge\langle 100 \rangle$  в магнитном поле:  
1 -  $H = 0T$ ; 2 -  $H = 0,6T$ ; 3 -  $H = 2T$ ; при  
 $P = 470MPa$  и  $T_B = 1,5^0K$ .

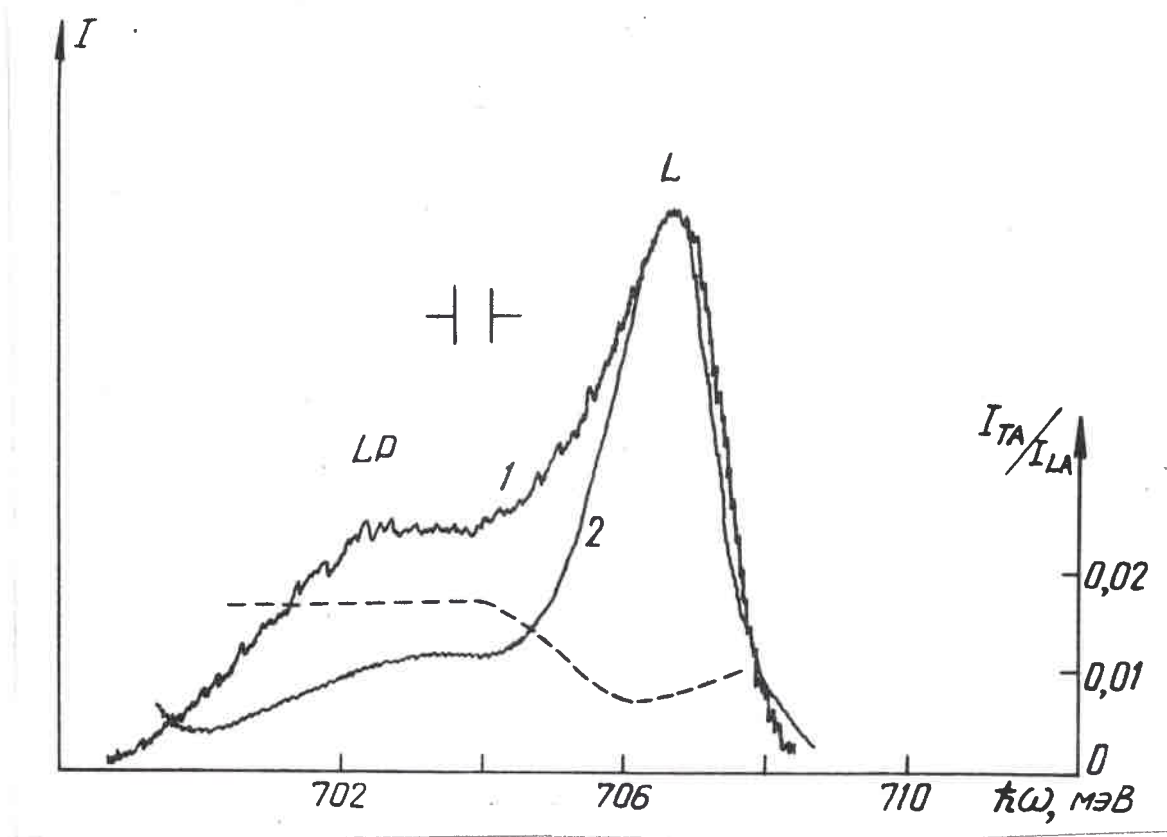


Рис. 21.

Сравнение спектров излучения  $Ge\langle 100 \rangle$  в запрещенной (1) и разрешенной (2) компонентах спектра. TA-компонента спектра сдвинута на разность  $LA$  и  $TA$  - фононов. Пунктиром показана зависимость  $I_{TA}/I_{LA}$  от энергии испущенного фотона.

в области линии  $LP$  (рис. 21) свидетельствуют о том, что линия  $LP$  действительно обусловлена процессами отдачи с участием таких частиц, энергия которых практически не зависит от квазиимпульса. Перечисленные особенности, а также спектральное положение линии  $LP$  (линия  $LP$  сдвинута в красную сторону относительно линии  $L$  на энергию  $\sim 4$  мэВ, близкую к характерной плазменной частоте ЭДЖ с равновесной плотностью  $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\hbar\omega_p (n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}) = 3,7$  мэВ) позволяет заключить, что за возникновение линии  $LP$  в спектре излучения ответственны процессы рекомбинации в ЭДЖ с участием плазмона. Подчеркнем, что линия  $LP$  не может быть обусловлена процессами отдачи, в которых оже-носитель перебрасывается в отщепившуюся, в результате деформации, зону [72]. В результате этого подхода энергетическое расстояние в спектре между линиями  $L$  и  $LP$  ( $\Delta E$ ) должно линейно увеличиваться с деформацией в соответствии с расщеплением энергетических зон, однако экспериментально наблюдаемая зависимость  $\Delta E(P)$ , наоборот, после первоначального уменьшения насыщается и, начиная с  $P = 350 \text{ МПа}$ , до  $P = 500 \text{ МПа}$  не меняется. Линия  $LP$  с несколько меньшим значением  $\alpha$  была обнаружена также в спектре излучения  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$  при  $P > 300 \text{ МПа}$  и  $T_{\text{Fe}} < 2^\circ \text{K}$  [68].

Как отмечалось выше, в случае ЭДЖ малой плотности, имеющей место в деформированном  $\text{Ge}\langle\text{100}\rangle$ , обычный способ определения плотности ЭДЖ, основанный на аппроксимации формы линии  $L$  одночастичным приближением (12) не является надежным. Поэтому обнаруженную линию  $LP$ , отвечающую рекомбинации электронно-дырочных пар в ЭДЖ с участием плазмона, можно использовать для получения независимой оценки  $n_0$  [68]. На рис. 22 представлены экспериментальные зависимости  $n_0(P)$  для  $\text{Ge}\langle\text{100}\rangle$  и  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$ .

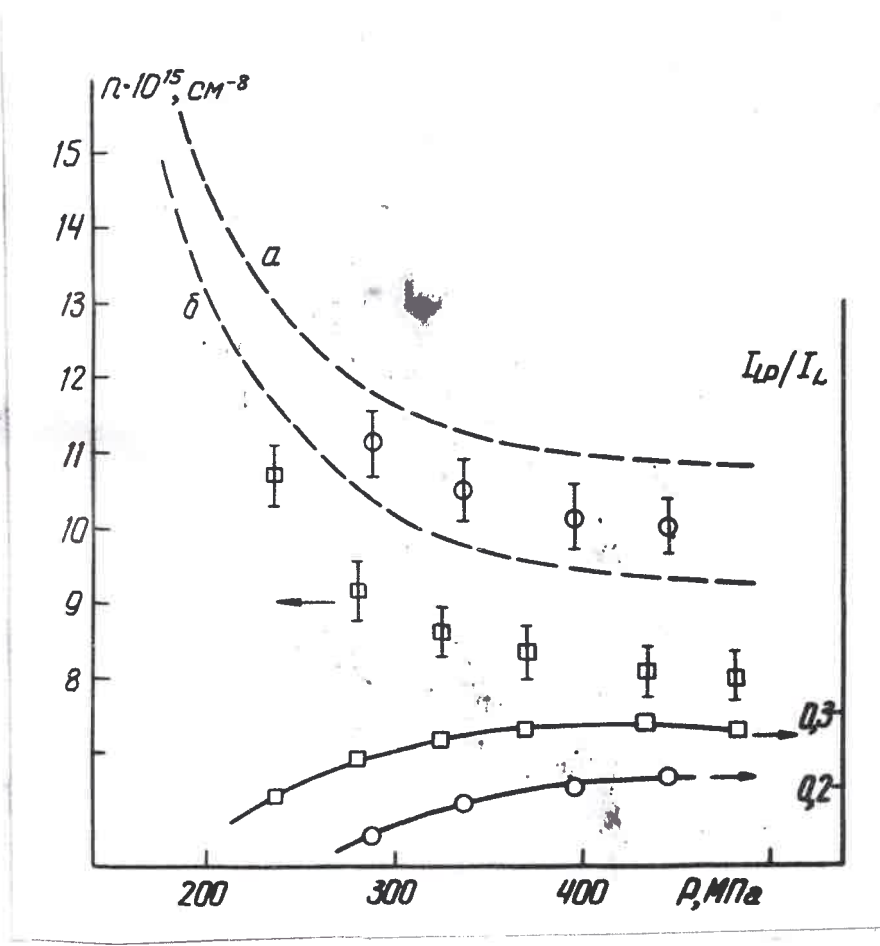


Рис. 22.

Экспериментальные зависимости плотности ЭДЖ и относительной интенсивности линии  $L_P$  от величины деформации в  $Ge\langle 100 \rangle$  ( $\square$ ) и  $Ge\langle 111 \rangle$  ( $\circ$ ), полученные при  $T_B = 1,6^\circ \text{K}$ . Пунктиром показаны зависимости  $n_0(P)$ , рассчитанные по формулам Кирченко и Сингви [17], для  $Ge\langle 111 \rangle$  (а) и  $Ge\langle 100 \rangle$  (б) при  $T=0^\circ \text{K}$ .

полученные в результате обработки этих результатов, а также теоретические зависимости, согласие между которыми представляется удовлетворительным.

§ 6. Фазовая диаграмма газ-ЭДЖ и парциальный состав газовой фазы в однородно скатом германии [62, 73].

По сравнению с недеформированным  $Ge$ , в одноосно скатом  $Ge\langle 100 \rangle$  (и  $Ge\langle III \rangle$ ) имеется ряд преимуществ, которые существенно облегчают построение фазовой диаграммы газ-ЭДЖ в координатах плотность-температура и определение парциального состава газовой фазы. К ним относятся, во-первых, наличие в спектре люминесценции линий излучения экситонов и экситонных молекул, по отношению интенсивностей которых можно в условиях термодинамического равновесия определять величину химического потенциала экситонной системы (см. (14)) и, следовательно, абсолютные значения плотности экситонов и биекситонов (см. §3, гл.2). Во-вторых, наличие плазменного спутника линии излучения ЭДЖ, позволяющее независимо определять плотность жидкой фазы (см. §5, гл.2). В третьих, большая чувствительность слабосвязанной ЭДЖ к присутствию слабого магнитного поля (см. §4, гл.2), что позволяет в критической области фазовой диаграммы отличать ЭДЖ от несвязанной  $e-h$  плазмы и, следовательно, с хорошей точностью определять критическую температуру.

Использование перечисленных особенностей позволяет довольно просто и надежно решить поставленную задачу для трех объектов:

$Ge\langle III \rangle$ ; слаболегированный  $Ge\langle 100 \rangle$  с концентрацией мелких донорных примесей  $N \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; чистый  $Ge\langle 100 \rangle$  с  $N \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Как оказалось, из-за чрезвычайно малой величины энергии связи ЭДЖ в  $Ge\langle 100 \rangle$  ( $\varphi \approx 0,28 \text{ мэВ}$ ) наличие даже столь незначительной концентрации мелких примесей ( $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) оказывается существенным и приводит к увеличению  $\varphi$  более чем на  $0,15 \text{ мэВ}$ .

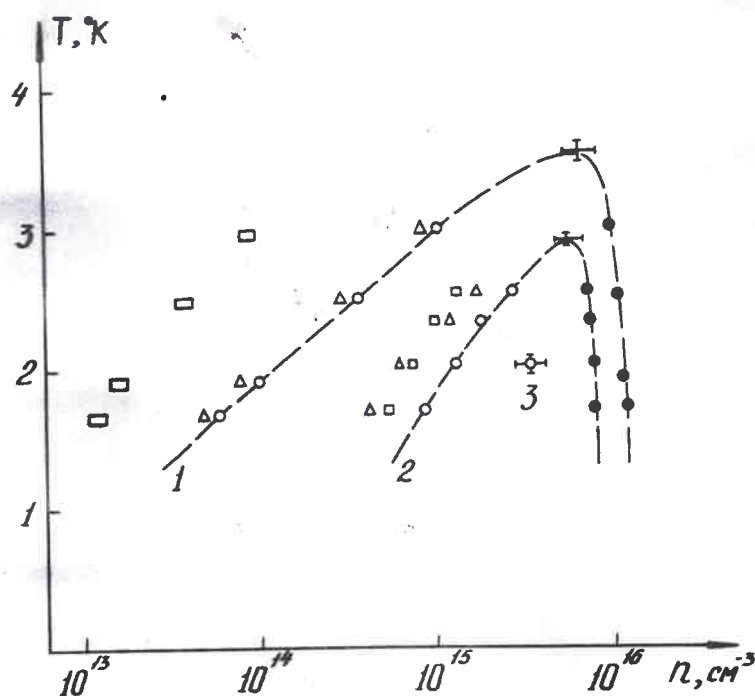


Рис. 23.

Фазовая диаграмма газ-ЭДЖ в однородно сжатом германии:

1 -  $\text{Ge} \langle \text{III} \rangle$  ( $P=400 \text{ МПа}$ ,  $N=3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ )

2 -  $\text{Ge} \langle \text{100} \rangle$  ( $P=600 \text{ МПа}$ ,  $N=3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $P=300 \text{ МПа}$ ,  
 $N=3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ )

3 -  $\text{Ge} \langle \sim 100 \rangle$  ( $P=600 \text{ МПа}$ ,  $N=3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ). Обозначения:

газ (○), ЭДЖ (•), экситоны (△), экситонные молекулы (□).

Различие между спектрами излучения чистых и слаболегированных кристаллов  $Ge\langle 100 \rangle$  обнаруживается при  $P > 200$  МПа (рис.12). При  $P=300$  МПа свойства ЭДЖ в чистом  $Ge\langle 100 \rangle$  (плотность, энергия связи, критическая температура, дестабилизация слабым магнитным полем) совпадают со свойствами ЭДЖ в слаболегированном  $Ge\langle 100 \rangle$  при 600 МПа. Ранее мы нашли, что величина энергии связи ЭДЖ в слаболегированном  $Ge\langle 100 \rangle$  уменьшается на 0,2 мэВ (с 0,5 до 0,3 мэВ) при увеличении давления от 300 до 600 МПа. Поэтому ЭДЖ в чистом  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P \approx 600$  МПа должна иметь чрезвычайно малую энергию связи или вообще быть нестабильной.

Действительно, при  $P \approx 400$  МПа в спектрах люминесценции чистых кристаллов  $Ge\langle 100 \rangle$  не наблюдается ярко выраженной линии излучения ЭДЖ вплоть до максимальных плотностей возбуждения  $W = 200 \text{ Вт/см}^2$  ни в обычном, ни в дифференциальном по плотности возбуждения спектрах (рис.12). Для того чтобы выявить наличие излучения ЭДЖ в спектре чистого  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P \geq 400$  МПа, мы изучили влияние магнитного поля. Оказалось, что в отличие от случая, который имел место в чистом  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P=300$  МПа, при  $P \geq 400$  МПа интенсивность излучения в области линии  $L$  не падает, а даже несколько возрастает (рис.14 и 15). Это однозначно свидетельствует о том, что ЭДЖ в чистом  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P \geq 400$  МПа и  $T_{FE} \geq 2\text{ К}$  не образуется и для выяснения вопроса о ее стабильности необходимы измерения при более низких температурах  $e-h$  системы.

На рис. 23 представлены фазовые диаграммы газ-ЭДЖ с указанием парциального состава газовых фаз в  $Ge\langle 111 \rangle$  при  $P=400$  МПа, в слаболегированном  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P=600$  МПа, а для случая чистого  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P=600$  МПа на рис. 23 стоит одна единственная

точка, означающая, что никакая из реализованных экспериментально температур  $e-h$  системы  $T_{FE} = 2\text{K}$  превышает критическую для конденсации в ЭДЖ.

### ГЛАВА 3. ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННОМ германии.

#### § I. Фотогольванопьезоматнитный эффект и экситонный коллапс [74]

При больших плотностях неравновесного  $e-h$  газа экситоны ионизационно разрушаются из-за экранирования кулоновского взаимодействия. При низких температурах переход экситонов в  $e-h$  плазму в прямой аналогии с переходом диэлектрик-металл должен, согласно гипотезе Мотта [41], происходить скачком, когда экситонная плотность достигнет некоторого критического значения  $n_c$ .

В § 2, гл. I уже отмечалось, что достижению критической плотности при низких температурах препятствует конденсация экситонов в капли ЭДЖ, поэтому в первую очередь мы изучили свойства  $e-h$  системы в чистом  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P \geq 400 \text{ МПа}$  и  $T_{FE} = 2 \text{ К}$ , где ЭДЖ не образуется (см. § 6, гл. 2). Однако в спектрах излучения

$Ge\langle 100 \rangle$  при переходе от экситонной системы к плазме (который контролировался по изменению отношения  $I_{TA}/I_{LA}$ ), вместо исчезновения линий FE и M и появления линии излучения  $e-h$  плазмы P, мы обнаружили, что возникновение плазмы отражается в спектре люминесценции в виде уширения линии M, а линии M и FE остаются в спектре (рис. 12, б). Никакого скачкообразного поведения в спектрах излучения обнаружено не было. Все это свидетельствует о значительной неоднородности плотности фотовозбужденной  $e-h$  системы, в которой существуют области высокой и более низкой плотности. Именно поэтому проведенные нами эксперименты по фотопроводимости чистого  $Ge\langle 100 \rangle$  также не дали положительного результата: вместо резкого скачка фототока ( $j$ ) было обнаружено возрастание  $j$  от накачки ( $W$ ) с характерным показателем степени  $P=3+3,5$  ( $j \sim W^P$ ). Это связано с тем, что обычная

методика фотопроводимости изучает свойства непроводящих областей неоднородной  $e-h$  системы, поскольку именно на них падает приложенное постоянное напряжение (при последовательном чередовании областей). Более перспективный метод изучения экситонного коллапса реализуется в случае, когда возникающая  $e-h$  плазма сама служит генератором тока.

В работе [74] для обнаружения ионизационного разрушения экситонов мы предложили исследовать фотогальваномагнитный (ФГМ) эффект. ФГМ эффект, как и другие гальваномагнитные эффекты в полупроводниках, основан на том, что носители, движущиеся перпендикулярно магнитному полю  $\vec{H}$ , под действием силы Лоренца отклоняются от первоначального направления своего движения. Это отклонение вызывает появление поперечного напряжения. Движение носителей перпендикулярное  $\vec{H}$  может быть вызвано различными физическими причинами: электрическим полем (эффект Холла), градиентами температуры (эффект Нернста) или концентрации носителей (фотоэлектромагнитный эффект Кикоина-Носкова) [75]. Мы обратили внимание на тот факт, что такой причиной может быть также градиент деформационного поля. Величины поперечного напряжения  $V_{\perp}$  и тока короткого замыкания  $j_s$  при этом могут быть значительно больше, чем в перечисленных выше эффектах. Так, в этом случае электронный и дырочный вклады в  $V_{\perp}$  и  $j_s$  складываются, а не вычитаются, как это происходит в эффекте Холла, а средняя скорость движения носителей перпендикулярно  $\vec{H}$ , регулируемая величиной неоднородного сжатия кристалла, может значительно превосходить соответствующие величины в эффектах Нернста и Кикоина-Носкова (см. §1, гл.4).

ФГМ эффект оказался очень эффективным методом для исследования проблемы перехода диэлектрик-металл в системе экситонов большой плотности. Идея очень проста - до тех пор, пока электрон

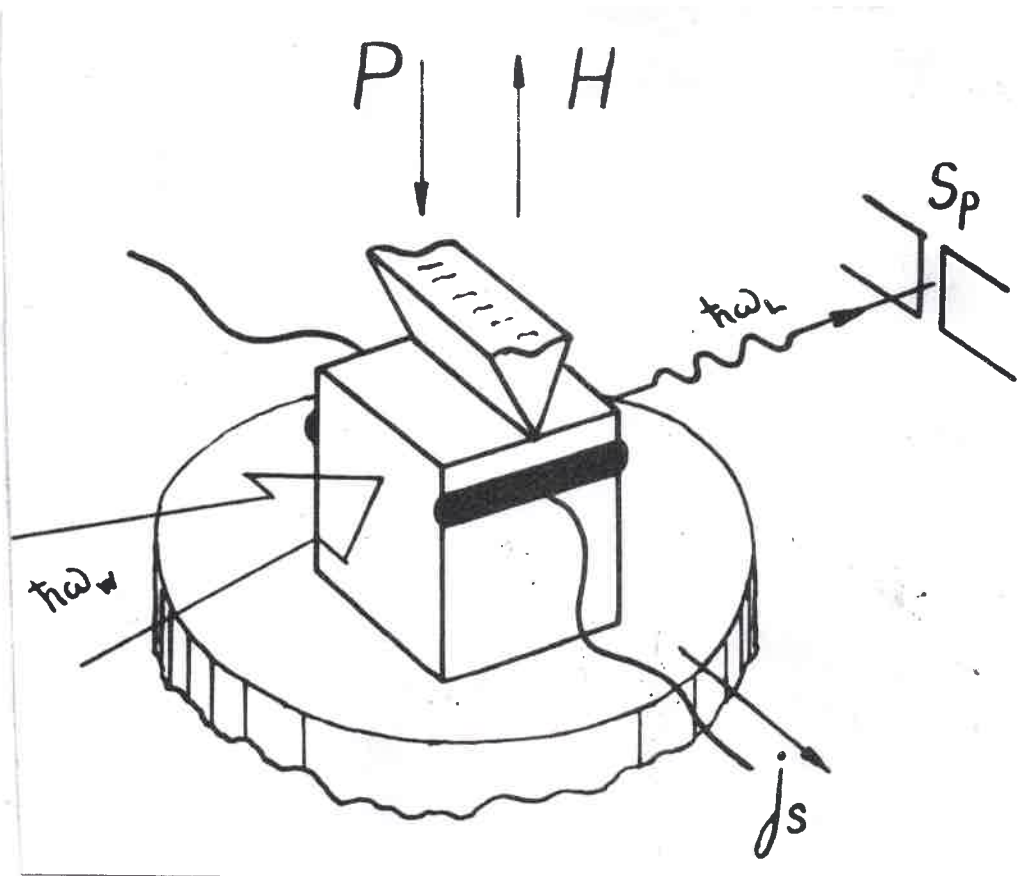


Рис. 24.

Схема эксперимента для изучения ФИМ эффекта.

и дырка связаны в экситон, они движутся в поле неоднородной деформации, практически не отклоняясь в магнитном поле от направления своего дрейфа, и не дают вклад в ток короткого замыкания в ФГПМ эффекте. При достижении критической концентрации экситонов  $n_c$ , вследствие экранирования кулоновского взаимодействия, скачком должно произойти ионизационное разрушение экситонов, которое должно сопровождаться скачкообразным возрастанием тока короткого замыкания в ФГПМ эффекте. Преимуществами ФГПМ-эффекта для изучения перехода Мотта в Ge, помимо уже отмеченных, являются, во-первых, дестабилизация капель ЭДЖ (из-за снятия вырождения в зонах, а также из их избирательного разогрева при движении в поперечном магнитном поле (§5, гл.3)) и, во-вторых, резкое уменьшение доли неравновесных свободных носителей в потоке экситонов при удалении от возбуждаемой поверхности (из-за малой скорости дрейфа электронов и дырок, закручиваемых магнитным полем).

## § 2. Методика эксперимента.

### 1. Методика неоднородной деформации кристаллов германия.

Для создания градиента ширины запрещенной зоны использовалась методика неоднородной деформации кристаллов, аналогичная предложенной Вольфом [30], но отличающаяся тем, что, в силу геометрии эксперимента, создавалась потенциальная яма не сферической, а цилиндрической симметрии, с осью, замкнутой на электрические контакты, см. рис.24. Кристаллы Ge вырезались в виде прямоугольных параллелепипедов размером  $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$ , и содержали концентрацию мелких донорных примесей  $3 \cdot 10^{11} + 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а в некоторых специальных экспериментах до  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Одноосная деформация осуществлялась в устройстве подробно описанном в §2, гл.2 (рис.2), с той лишь разницей

что для создания неоднородной деформации вместо прокладки в верхнем пуансоне использовалась острая трехгранная призма из латуни (рис.24). Небольшое начальное давление прикладывалось при комнатной температуре. При этом острие латунной призмы притуплялось до размера 0,5-0,7мм, а кристалл вдавливался в нижнюю прокладку на глубину ~1мм.

Одноосная неоднородная деформация была направлена вдоль осей  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle \bar{1}00 \rangle$ . Аксиально-симметричная деформационная потенциальная яма образовывалась в глубине кристалла на расстоянии около 0,5мм под острием латунной призмы, с осью, направленной вдоль  $\langle 110 \rangle$  или  $\langle 100 \rangle$ .

## 2. Электрические и спектроскопические измерения.

Для электрических измерений к боковым граням образца подпаивались индиевые контакты, имеющие вид полосок (рис.24). Для улучшения омических свойств контакты пробивались высокочастотным разрядом, после чего они оставались симметричными вплоть до гелиевых температур. Неомичность контактов контролировалась по изменению величин тока и напряжения в ФГПМ эффекте при инверсии направления магнитного поля, и, как будет видно из результатов эксперимента, оказывалась несущественной. Запись зависимостей тока короткого замыкания и напряжения холостого хода в ФГПМ эффекте от мощности возбуждения или магнитного поля не вызывала затруднений из-за большой величины эффекта и производилась на двухкоординатном самописце.

Геометрия эксперимента всегда позволяла одновременно с электрическими измерениями также регистрировать спектры излучательной рекомбинации (рис.24,25) с помощью методики, подробно описанной в §2, гл.2. В некоторых случаях для более эффективного создания неравновесных носителей непосредственно в потенциальной яме, одна

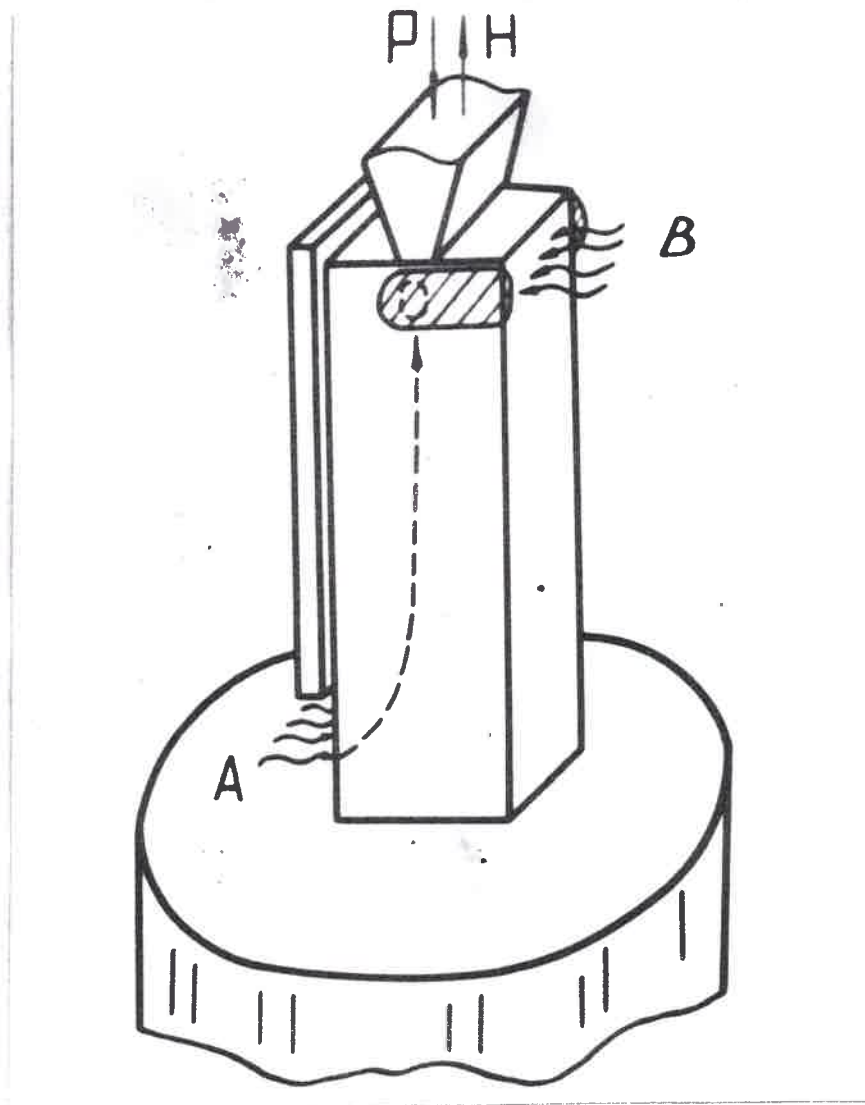


Рис. 25.

Схема эксперимента для создания неравновесных пар непосредственно в потенциальной яме и одновременного изучения ФГМ эффекта.

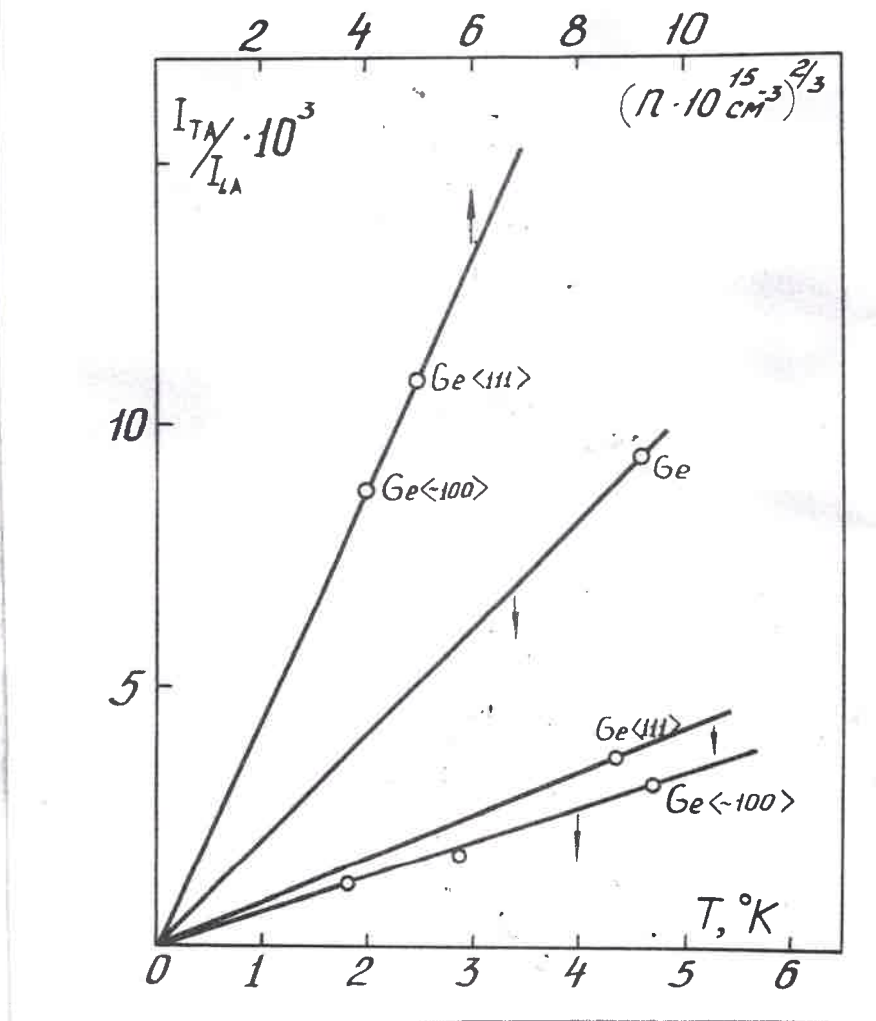


Рис. 26.

Отношение интегральных интенсивностей ТА и LA-компонент спектра излучения плазмы и экситонов в германии при различных плотностях и температурах, соответственно.

из граней образца закрывалась черной бумагой (рис.25), а регистрация излучения велась через оставшуюся свободную грань.

3. Методы определения параметров  $e-h$  системы в неоднородно деформированном германии.

Как уже отмечалось в §2, гл.2, изучение спектров излучения неравновесной  $e-h$  системы является главным методом определения практически всех параметров  $e-h$  системы. Однако в неоднородно сжатом Ge, из-за непостоянства ширины запрещенной зоны, спектры люминесценции оказываются сильно уширенными и даже определение основных параметров - плотности и температуры, методами, описанными ранее (см. §3, гл.2), оказывается невозможным.

а. Плотность  $e-h$  плазмы.

В кристаллах германия плотность  $e-h$  плазмы можно отыскать по отношению интегральных интенсивностей запрещенной и разрешенной компонент спектра излучения, соответствующих рекомбинации

$e-h$  пар с испусканием ТА - , LA-фононов [22]. Для фиксированной зонной структуры матричный элемент перехода для рекомбинации  $e-h$  пары с испусканием ТА-фонона ( $M_{TA}$ ) пропорционален волновому вектору:  $M_{TA} \sim k \sim n^{1/3}$ , а с испусканием

LA-фонона ( $M_{LA}$ ) от  $k$  практически не зависит. Поэтому отношение  $I_{TA}/I_{LA}$  определяется только плотностью вырожденной

$e-h$  плазмы, а именно  $I_{TA}/I_{LA} = An^{2/3}$ , где  $A$  - константа, которую можно определить, анализируя спектры ЭДЖ в однородно сжатом Ge<100> и Ge<111>. Оказалось, что величина  $A$  практически совпадает для обоих случаев и равна:

$A = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ . (см. рис.26). Подчеркнем, что указанный метод определения плотности вырожденной  $e-h$  системы применим лишь в случае слабых магнитных полей  $H < IT$ , поскольку в больших

полях существенную роль начинает играть "магнитный квазиимпульс" :

$$k_H = a_H^{-1} = \sqrt{\hbar c / e H}.$$

б. Температура  $e-h$  системы.

Изучение отношения  $I_{TA}/I_{LA}$  в Ge также позволяет определить температуру  $e-h$  системы. Дело в том, что в незамороженной системе экситонов средний квазиимпульс определяется температурой:  $k_{FE} \sim T_{FE}^{1/2}$  и поэтому  $I_{TA}/I_{LA} = B \cdot T$  [22]. Константа B зависит от зонной структуры Ge : в недеформированном Ge ,  $B=2 \cdot 10^{-3} (^\circ K)^{-1}$ , а в однородно сжатых кристаллах  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle 111 \rangle$  :  $6,5 \cdot 10^{-4} (^\circ K)^{-1}$  и  $8 \cdot 10^{-4} (^\circ K)^{-1}$ , соответственно (см. рис. 26). Поэтому для определения температуры  $e-h$  системы либо с кристалла снималась нагрузка, либо изучалось излучение из областей кристалла, сжатых более или менее однородно (см. §3, гл.3). Характерно, что при температурах 2-5K величины отношения интегральных интенсивностей TA и LA-компонент спектра излучения плазмы и экситонов существенно различаются. Это позволяет легко отделять одно излучение от другого.

### § 3. Ионизационное разрушение экситонов при температурах выше критической для их конденсации в ЭДК.

Уже в первых экспериментах по изучению ФГИМ эффекта в однородно деформированном Ge были обнаружены гигантские скачки фототока, которые сопровождались одновременным появлением в спектре люминесценции новой линии излучения  $e-h$  плазмы [74].

На рис. 27а представлены характерные зависимости фототока короткого замыкания от мощности возбуждения в двойном логарифмическом масштабе. При высоких температурах, когда экситоны сильно термически ионизируются, ток короткого замыкания в ФГИМ эффекте плавно возрастает с ростом плотности возбуждения (кривая с  $T=20K$ ). При  $T=2K$  в зависимостях  $j_s(\omega)$  наблюдается резкий скачок фототока при

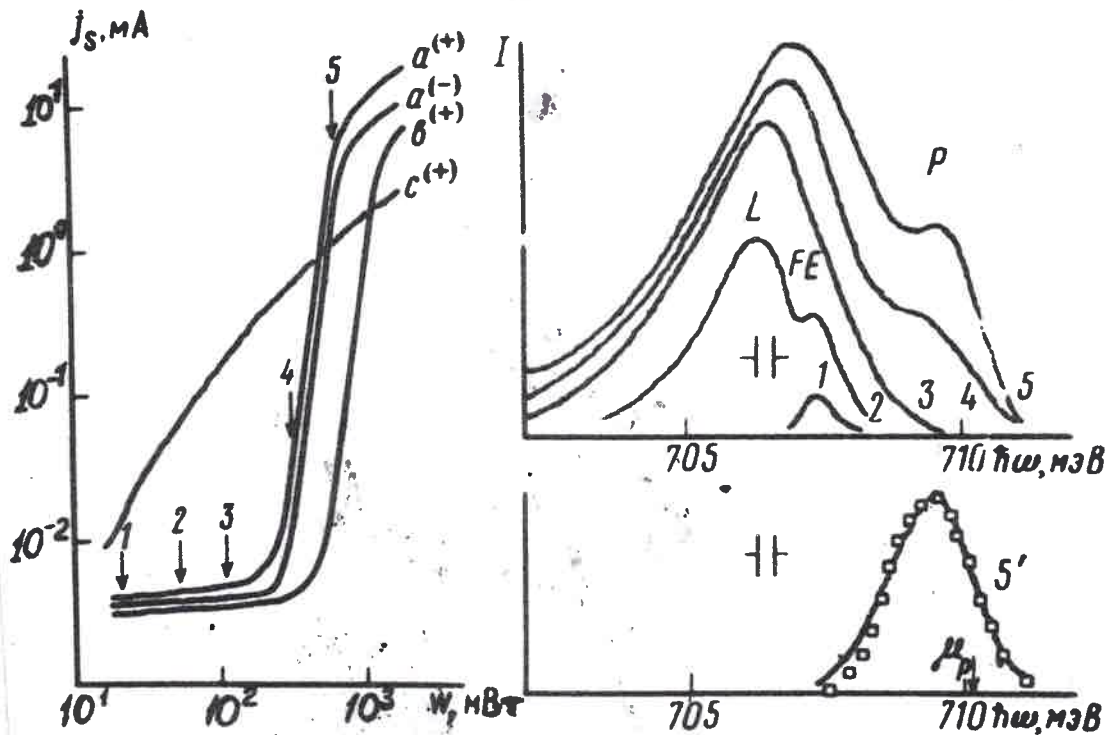


Рис. 27.

(а): зависимость тока короткого замыкания  $j_s$  от мощности возбуждения  $W$  в ОПМ эффекте при 2К (а, в) и 20К (с) в магнитном поле  $H=0,7T$  (а, с) и  $4T$  (в). Кривые  $a^+$  и  $a^-$  отвечают противоположным направлениям  $H$ . (б): LA-спектры излучения неоднородно скатого  $Ge \langle 100 \rangle$  при  $T_B = 2K$ ,  $H=0,7T$  и различных  $W$ , указанных стрелками на рисунке 27а. Спектр 5' записан в точке 5 при 15% модуляции  $W$ . Спектры 1 и 2 записаны при подсветке в нижнюю часть кристалла (см. рис. 25).

некоторой критической плотности возбуждения  $W_c$ , достигающий трех порядков. Как и следовало ожидать, при обращении магнитного поля  $j_s$  менял знак. Различие в зависимостях  $j_s(W)$  при противоположных направлениях магнитного поля (кривые  $a^+$  и  $a^-$ ) связано с несимметрией контактов и, как видно из рис. 27а, не является существенным. С ростом магнитного поля порог сдвигается в сторону больших плотностей возбуждения (рис. 27б), что связано со сжатием поперечного размера функции экситона магнитным полем (при  $H=4T$ ) магнитная длина  $a_H = 0,8 a_B$ ).

Одновременно с измерениями фототока были исследованы спектры фотоплюмисценции (рис. 27б). При самых малых плотностях возбуждения (спектр 1 на рис. 27б соответствует точке 1 на рис. 17а и т.д.) в спектре наблюдается излучение экситонов, находящегося в потенциальной яме, глубина которой в данном случае составляла  $\sim 8meV$ . При увеличении  $W$  плотность экситонов в потенциальной яме возрастает, и они образуют на дне ямы  $e-h$  жидкость (спектр 2, линия  $L$ ). При дальнейшем увеличении плотности возбуждения, в спектре излучения одновременно со спадом фототока пороговым образом возникает новая линия Р (спектры 4 и 5), которую особенно хорошо удается выделить в дифференциальном по плотности возбуждения спектре 5'.

Наблюдаемое экспериментально пороговое возрастание фототока и появление новой линии излучения в спектре естественно связать с переходом диэлектрик-металл в дрейфующем экситонном газе при достижении критической плотности, однако в первую очередь необходимо исключить из рассмотрения эффекты, связанные с конденсацией экситонов в капли ЭДЖ, для чего мы изучили фотогальваномагнитные свойства и спектры излучения при  $T=4-5K$  (напомним, что критическая температура ЭДЖ в  $Ge \langle 100 \rangle$   $T_c < 3^0K$ , а в  $Ge \langle 111 \rangle$

$T_c < 4K$  (см. §6, гл.2)). Оказалось, что все характерные особенности поведения фототока и спектра излучения наблюдаются и в области высоких температур (рис. 28 а и б). Единственное отличительное размытие скачка  $j_s (W)$ , представляется вполне естественным.

На рис. 28б приведены как разрешенная, так и запрещенная компоненты спектра излучения, отношение интегральных интенсивностей которых позволяет отделить экситонный газ от  $e-h$  плазмы и определить плотность последней (см. §2, гл.3). Величина отношения  $I_{TA}/I_{LA}$  в области линии Р ( $\sim 0,008$ ) однозначно свидетельствует о плазменной природе линии Р, что согласуется с гальваномагнитными данными. Из рис. 26 также следует оценка плотности образующейся  $e-h$  плазмы:  $n = (7 \pm 0,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (плазма, находящаяся в потенциальной яме, имеет существенно большую плотность:  $1,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Интересно, что такое же значение плотности получается из анализа дифференциального по плотности возбуждения спектра излучения  $e-h$  плазмы (снятого на пороге ее возникновения), если воспользоваться выражением (12). Это свидетельствует о том, что образующаяся  $e-h$  плазма пространственно локализована в малой области  $\Delta X$  и только при больших плотностях возбуждения, когда линия Р существенно уширяется, размер плазменного шнура, судя по спектральному уширению линии Р, достигает  $0,2 \pm 0,3 \mu\text{м}$ . Характерно, что химический потенциал  $e-h$  плазмы  $\mu_p$ , определенный по фиолетовому краю линии Р, существенно выше химического потенциала  $e-h$  системы на дне потенциальной ямы. Следовательно, регистрируемая нами металлизация экситонов происходит на заметном расстоянии от дна потенциальной ямы. Для определения места в кристалле, в котором непосредственно происходит экситонный коллапс,

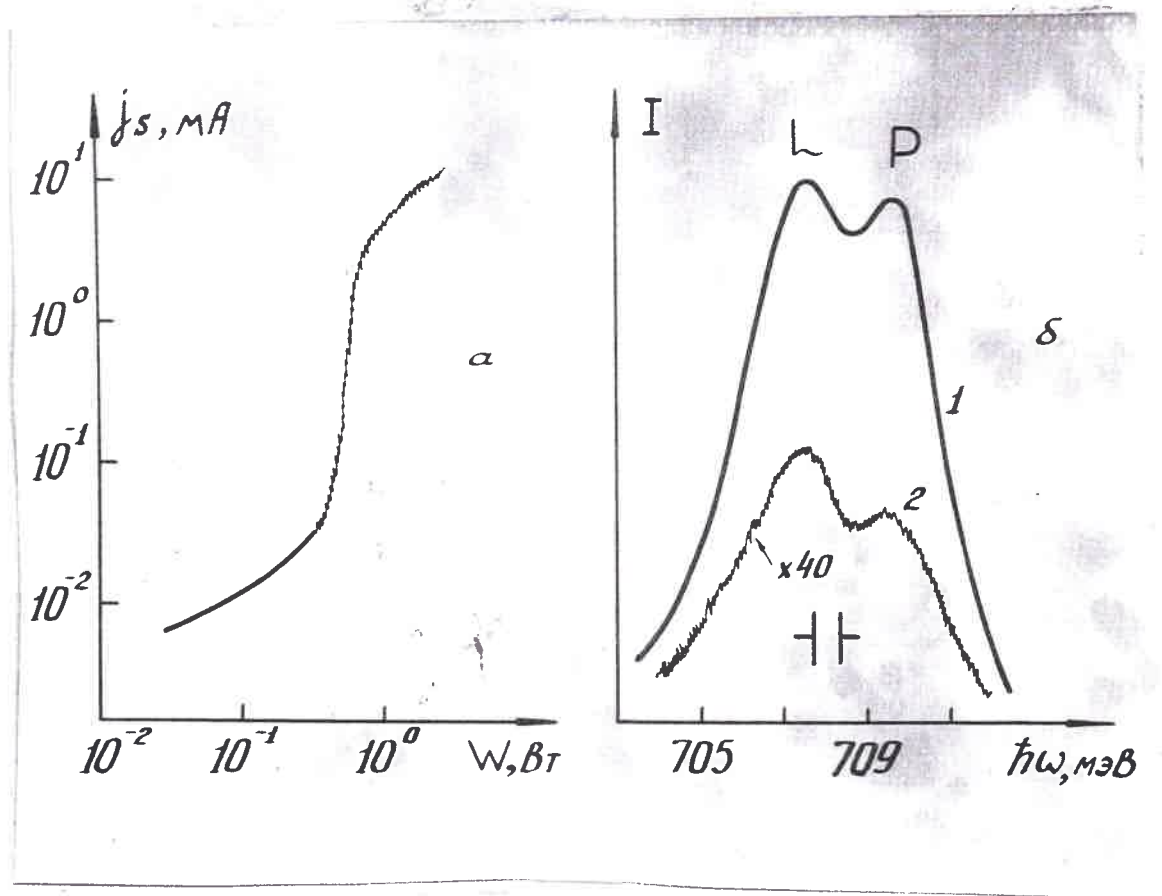


Рис.28.

Зависимость тока короткого замыкания в ГПМ эффекте от мощности возбуждения (а) и спектры излучения (б) в неоднородно сжатом  $Ge \langle 100 \rangle$  при  $T_{FE} = 5K$ ,  $P = 420MPa$ ,  $H = 0,5T$ .

ТА - компонента спектра излучения (2) сдвинута в область меньших энергий на разность энергий LA- и ТА-фононов. Отношения интегральных интенсивностей  $I_{TA}/I_{LA}$  для линий L и P равно 80 и 125, соответственно.

выяснения механизма этого явления и роли плазмы, находящейся в потенциальной яме, рассмотрим зонную структуру неоднородно сжатого Ge [76].

В условиях неоднородного сжатия, зная тензор деформации и деформационные потенциалы, можно рассчитать для использованной геометрии величину  $E_g$  в любой точке кристалла. Рис. 29 иллюстрирует поведение зависимостей  $E_g(x)$  при изменении величины давления в потенциальной яме P, направления сжатия и изменение  $E_g$  вдоль пути дрейфа неравновесных  $e-h$  пар ( $\ell$ ) к центру потенциальной ямы при возбуждении различных точек кристалла. Как видно из этого рисунка, при P  $\parallel$   $\langle III \rangle$  потенциальная яма существенно уже, а в приповерхностной области ширина запрещенной зоны не меняется. Поэтому при возбуждении в верхнюю часть кристалла (точки A и B на рис.29)  $e-h$  пары генерируются в области с практически нулевым градиентом  $E_g$  и их скорость дрейфа относительно мала, чтобы за время жизни успеть продрейфовать в потенциальную яму. В результате в спектре люминесценции при допороговых плотностях возбуждения (рис.30) помимо излучения ЭДЖ со дна потенциальной ямы (линия L) появляется излучение капель ЭДЖ из приповерхностной области (линия  $L_0$ ). По мере опускания пятна возбуждения вниз от точки A к точке D в приповерхностной области увеличивается градиент  $E_g$  (см.рис.29) и за время жизни практически все носители успевают достичь дна потенциальной ямы. В спектре излучения при этом наблюдается лишь одна очень интенсивная линия L (рис.30).

Аналогично ситуации в неоднородно сжатом Ge  $\langle 100 \rangle$ , при интенсивном возбуждении Ge  $\langle III \rangle$  в верхнюю часть кристалла, помимо уже известных линий L и  $L_0$ , одновременно со скачком фототока в ФГПИ эффекте возникает дополнительная линия P (рис.31).

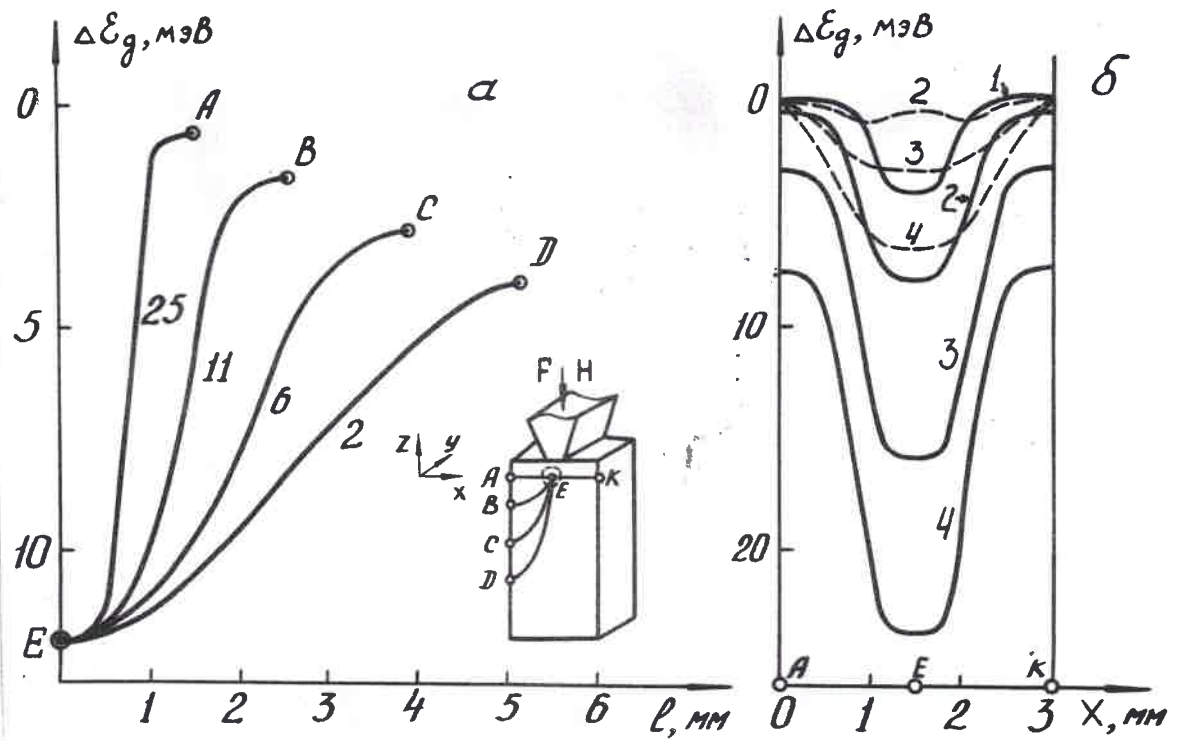


Рис. 29.

а) Зависимость изменения ширины запрещенной зоны ( $\Delta E_g$ ) в  $Ge\langle III \rangle$  при  $P=150\text{МПа}$  от длины траектории движения ( $l$ ) неравновесных носителей из точек А, В, С, D к центру потенциальной ямы Е. Цифры у кривых отвечают максимальным значениям  $\nabla E_g$  в мэВ/мм. На вставке показана поясняющая схема эксперимента.

б) Зависимость  $E_g(x)$  при движении неравновесных носителей от А к К в  $Ge\langle III \rangle$  (сплошная линия) и  $Ge\langle I00 \rangle$  (пунктир) при различных величинах деформации: 1- $P=50\text{МПа}$ ; 2- $P=100\text{МПа}$ ; 3- $P=200\text{МПа}$ ; 4- $P=300\text{МПа}$ .

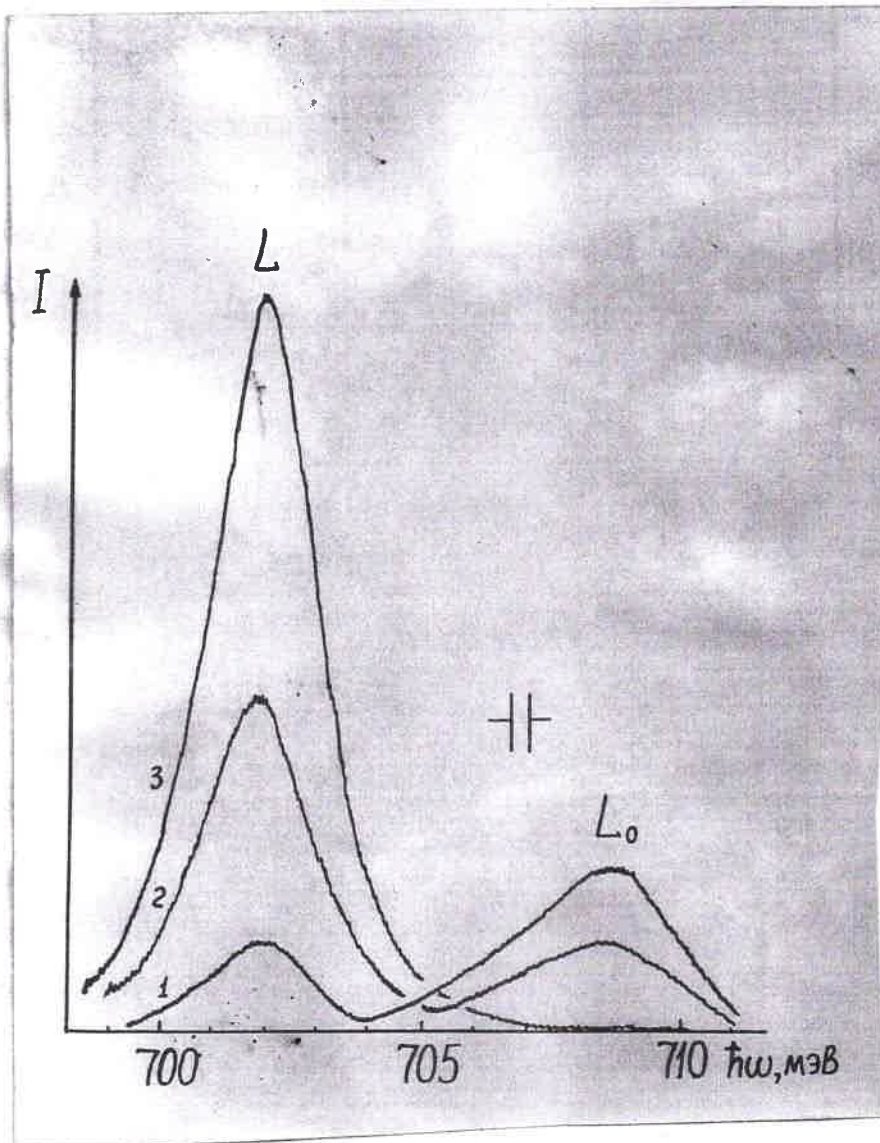


Рис. 30.

Изменение спектров излучения  $Ge\langle III \rangle$  при  $W = 0,4 \text{ Вт}$  (допороговая накачка),  $T_B = 1,8^\circ \text{ К}$ ,  $H=0$ ,  $P=150 \text{ МПа}$ , происходящее по мере опускания центра пятна возбуждения от верхнего края кристалла вниз (см. вставку на рис. 29а): 1-0,5 мм (т. А.); 2-1,5 мм (т. В); 3-5 мм (т. D ).

Сравнение TA и LA-компонент спектра позволяет определить плотность возникающей плазмы:  $n_p = (6,5 \pm 0,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а также плотности  $e-h$  жидкостей в потенциальной яме и в приповерхностной области  $n_L = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{L_0} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , соответственно (при  $P=300 \text{ МПа}$ ). Положение линии P в спектре излучения Ge(III) (между линиями L и  $L_0$ ) однозначно определяет, что  $e-h$  плазма возникает не в потенциальной яме и не в приповерхностной области, а в области максимального градиента  $E_g$ . Это означает, что при больших накачках распределение плотности потока экситонов вдоль траектории их дрейфа к центру потенциальной ямы  $n_{FE}(x)$  оказывается немонотонной функцией с выражением максимумом. Именно в области максимума  $n_{FE}(x)$  и возникает, в конечном счете, экситонно-плазменный переход. В работе [77] было показано, что немонотонное распределение  $n_{FE}(x)$  может возникнуть лишь в случае, если кроме деформационной силы ( $\nabla E_g$ ) на экситоны действует встречная сила, направленная от центра потенциальной ямы. Такую силу, увеличивающую "вязкое трение" экситонов при приближении к центру ямы, может создавать фононный ветер, обусловленный испусканием длинноволновых фононов в результате рекомбинации  $e-h$  пар в центре потенциальной ямы [78].

Для иллюстрации роли  $e-h$  плазмы, находящейся в потенциальной яме, рассмотрим эксперимент, в котором генерация  $e-h$  пар осуществляется сразу с двух сторон образца (рис.25): кроме обычного способа возбуждения (B на рис.25), осуществляется подсветка со стороны A специально для эффективного создания неравновесных  $e-h$  пар непосредственно в потенциальной яме. На рис. 32 показаны зависимости  $j_s(\omega)$  при раздельном возбуждении образца способами A (1) и B (2). Ток короткого замыкания в этих двух случаях течет

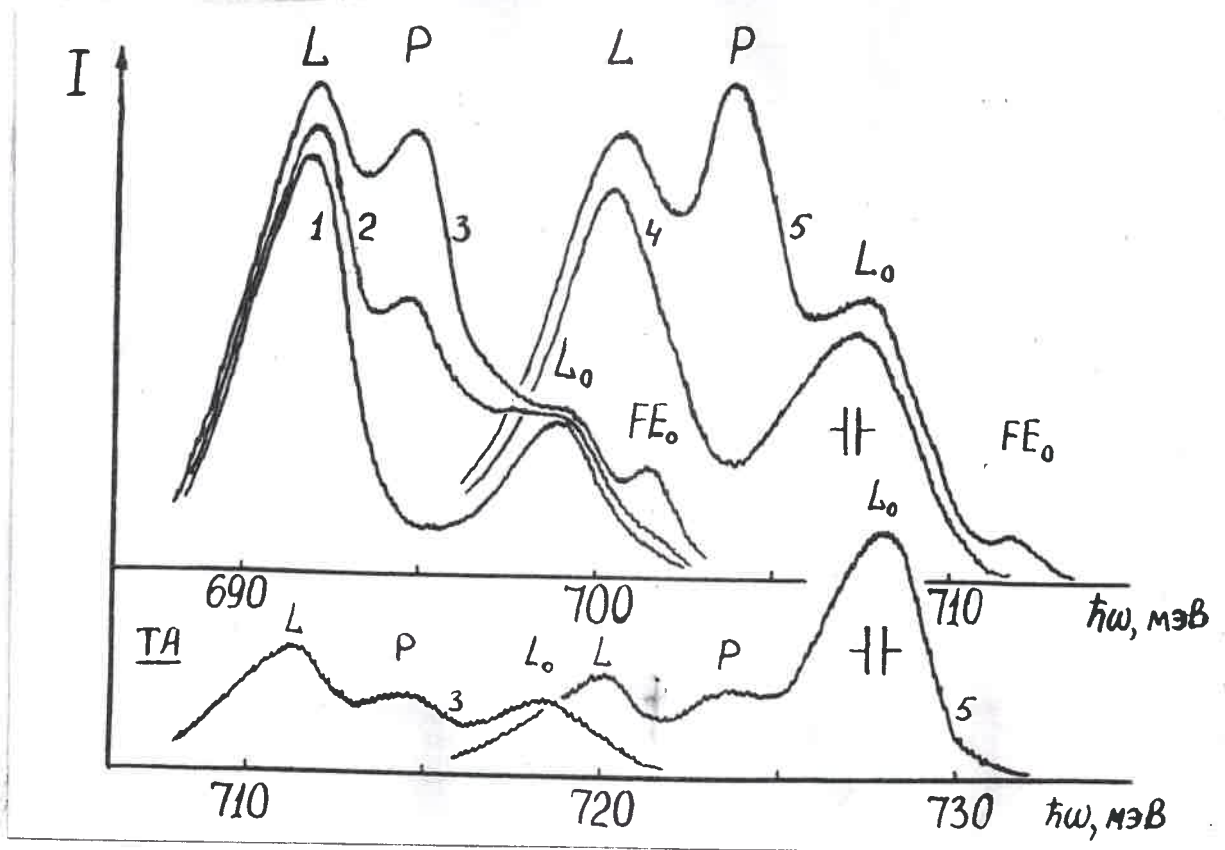


Рис. 31.

Разрешенная (верхняя часть рисунка) и запрещенная (внизу) компоненты спектра излучения  $\text{Ge}\langle\text{III}\rangle$ , полученные при возбуждении в верхнюю часть кристалла и различных накачках и деформациях: 1-  $W = 0,4 \text{ Вт}$  (допороговая накачка),  $P = 250 \text{ МПа}$ ; 2-  $W = 0,6 \text{ Вт}$  (запороговая накачка),  $P = 250 \text{ МПа}$ ; 3-  $W = 0,9 \text{ Вт}$ ,  $P = 250 \text{ МПа}$ , 4 -  $W = 0,4 \text{ Вт}$ ,  $P = 160 \text{ МПа}$ ; 5-  $W = 1 \text{ Вт}$ ,  $P = 160 \text{ МПа}$ .

в разные стороны, а скачкообразное поведение  $j_s(w)$  наблюдается лишь в случае В. При возбуждении А величина  $j_s$  незначительна, поскольку в этом случае неравновесные  $e-h$  пары движутся в потенциальную яму практически вдоль направления магнитного поля. Для одновременного возбуждения кристалла с двух сторон, лазерный луч расщеплялся на два пучка и изучалась зависимость тока короткого замыкания от суммарной мощности пучков  $W_\Sigma$ . Отношение мощностей пучков А и В составляло 3:1 (в этом случае, на наш взгляд, получились наиболее наглядные результаты). Зависимость  $j_s(W_\Sigma)$  показана на рис. 32. Видно, что при некотором значении суммарной плотности возбуждения  $W_\Sigma^0$ , ток короткого замыкания меняет знак, причем большой фототок течет в направлении, соответствующем возбуждению В, несмотря на преобладание подставки со стороны А. Замечательным является тот факт, что величина  $W_\Sigma^0$  в этом эксперименте оказывается меньше критической мощности  $W_c$  при способе возбуждения В. Это связано с более эффективным созданием  $e-h$  плазмы в потенциальной яме и свидетельствует о ее существенной роли в формировании плазменного шнура, движущегося, судя по направлению  $j_s$ , от поверхности В к центру кристалла.

При теоретическом рассмотрении для определения  $n_{FE}(x)$  в работе [77] решалось уравнение непрерывности с соответствующими граничными условиями и было показано, что немонотонное распределение  $n_{FE}(x)$  с выраженным максимумом возникает только при наличии фонового ветра из области потенциальной ямы, причем максимум  $n_{FE}(x)$  формируется вблизи места, где сравниваются встречные силы.

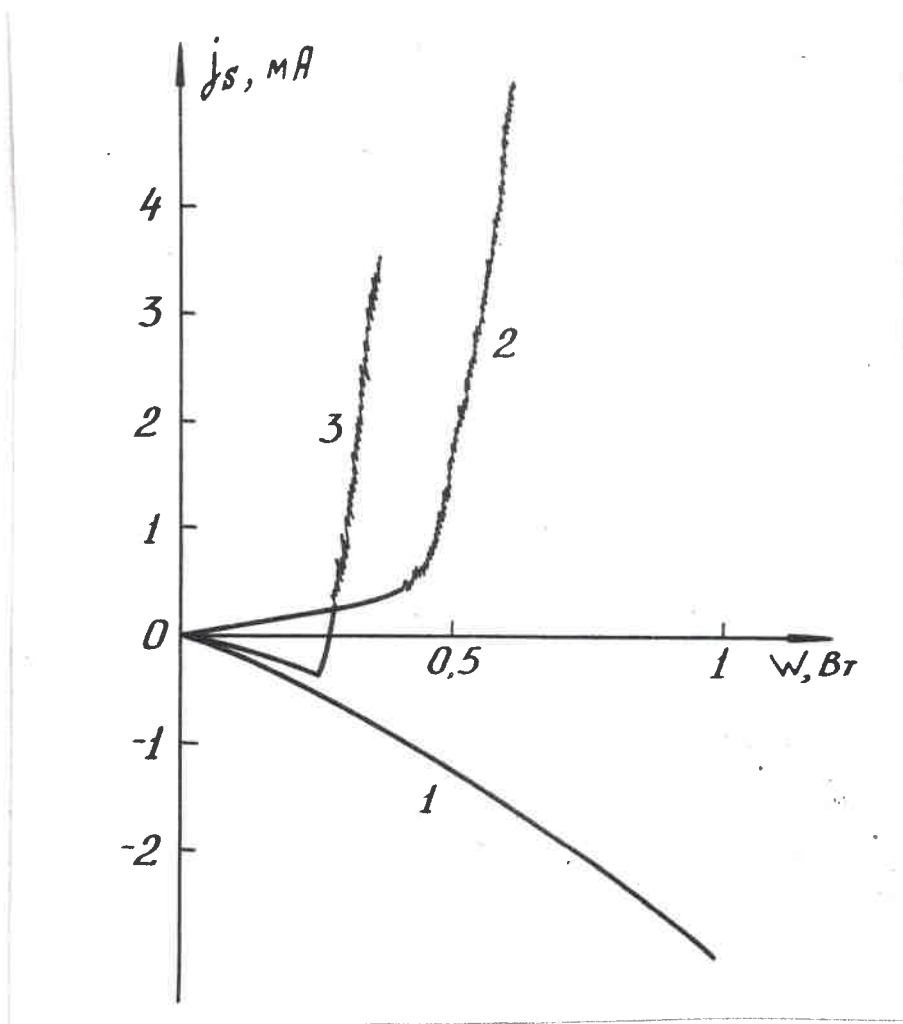


Рис. 32.

Зависимости тока короткого замыкания  $j_s$  в ОТМ эффекте в  $\text{Ge}(\text{III})$  ( $T_{FE} = 5\text{K}$ ,  $H = 0,5\text{T}$ ,  $P = 300\text{Па}$ ) при раздельном (1 и 2) и одновременном (3) возбуждении кристалла пучками света А (кривая 1) и В (кривая 2) (см. рис. 25) от полной мощности  $W_{\Sigma}$ . При одновременном возбуждении отношение мощностей пучков А и В составляло 3:1.

§ 4. Особенности перехода диэлектрик-металл в экситонной системе при низких температурах.

При  $P=300\text{МПа}$  и  $H=0,1\text{T}$  понижение температуры с  $5\text{K}$  до  $2\text{K}$  катастрофически меняет свойства  $e-h$  системы в неоднородно скатом  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  (рис. 33): зависимость  $j_s(\omega)$  вместо скачкообразной становится монотонной, а в спектре люминесценции сильно вырастает излучение из потенциальной ямы и исчезает линия  $P$ . Это обстоятельство находит естественное объяснение, если вспомнить, что при низких температурах в плотном газе экситонов образуются капли ЭДЖ, которые могут двигаться в поле неоднородной деформации отдельно друг от друга. Тем не менее, слабосвязанные капли ЭДЖ в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  и  $\text{Ge}\langle 111 \rangle$  можно легко дестабилизировать, разгоняя их до околозвуковых скоростей [76], или, включая достаточно сильное магнитное поле [79] (см. §5, гл.3). В этом случае наблюдаются еще более ярко выраженные особенности экситонного коллапса в ФГПМ эффекте и спектрах излучения. На рис. 34 показаны зависимости тока короткого замыкания и напряжения холостого хода ( $V_L$ ) в ФГПМ эффекте в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  от мощности возбуждения при больших величинах  $P=420\text{МПа}$  и  $H=0,7$  и температурах  $e-h$  системы  $5\text{K}$  и  $2\text{K}$ . Видно, что в этом случае наибольший скачок  $j_s$ , превышающий три порядка, наблюдается именно при  $T=2\text{K}$ , причем скачок  $j_s$  происходит практически при одинаковых значениях  $W_c$  как в области высоких, так и низких температур. Поэтому можно предположить, что и при  $T < T_c$  наблюдаемое поведение  $j_s(\omega)$  связано не с перколяцией по металлическим каплям ЭДЖ, а с экситонно-плазменным переходом. Эту интерпретацию подтверждают исследования поведения зависимостей  $j_s(\omega)$  при изменении магнитного поля (рис.27а). В области  $H < 1\text{T}$  порог фототока не зависит от магнитного поля, а амплитуда скачка тока увеличивается

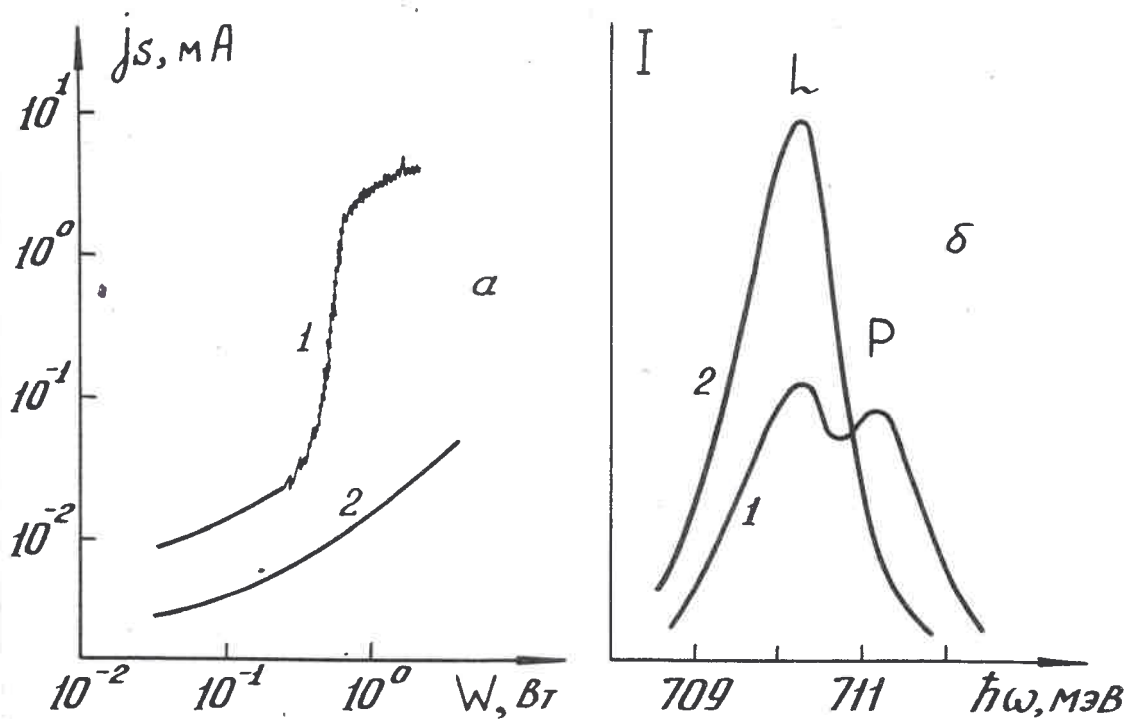


Рис. 33,

Изменение зависимости  $j_s(W)$  (а) и спектра излучения в  $Ge\langle 100 \rangle$  (б) ( $P=200$ МПа,  $H=0,15T$ ) при понижении температуры с 5К (1) до 2К (2).

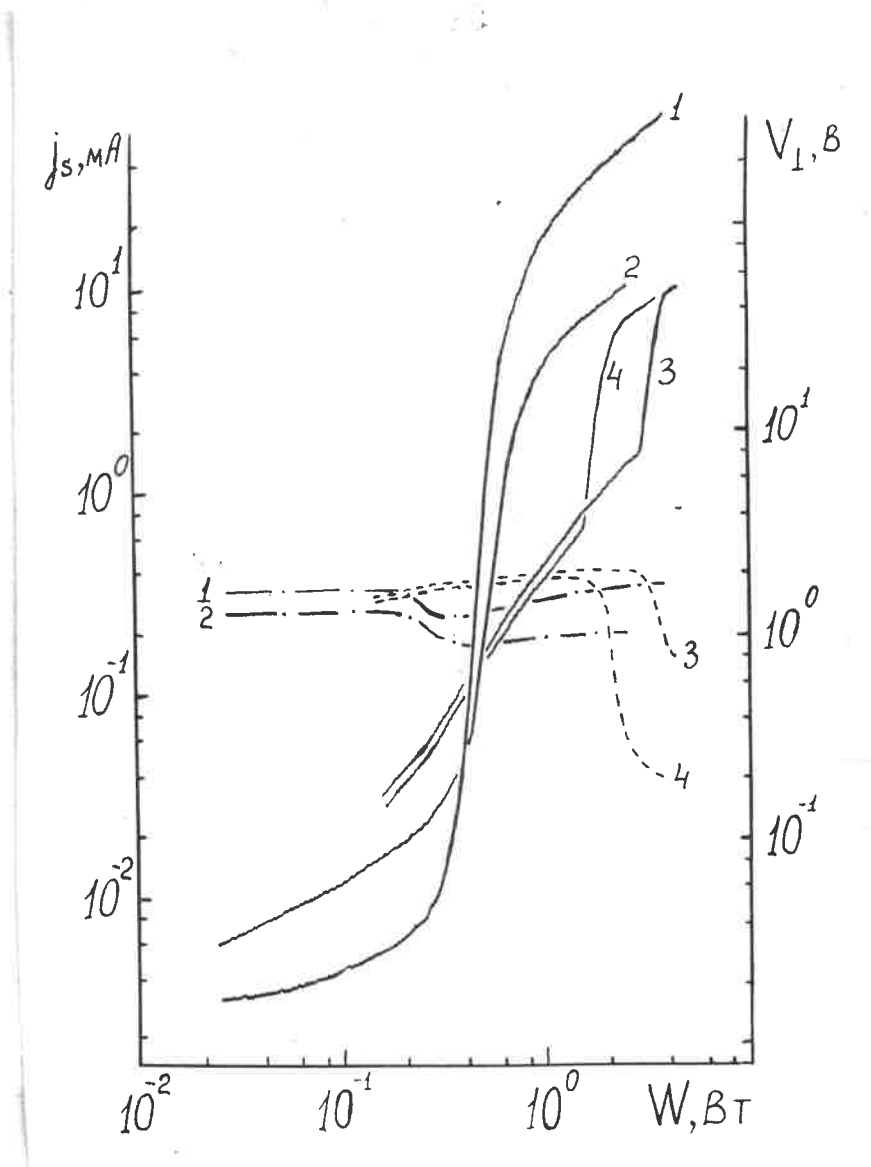


Рис. 34.

Зависимости тока короткого замыкания  $j_s$  (сплошные линии) и напряжения холостого хода  $V_L$  (пунктир и штрих-пунктир) от накачки  $W$  в ФГМ эффекте в  $Ge \langle 100 \rangle$  (кривые 1,2) и в ФГМ эффекте (кривые 3,4) при  $H = 0,7T$ ,  $R = 420 \Omega$  и различных температурах бани: 1-  $T_B = 1,6K$ ; 2-  $T_B = 4,2K$ ; 3 -  $T_B = 1,6K$ ; 4 -  $T_B = 2,1K$

ется с ростом  $H$ . При увеличении магнитного поля в области  $H \geq 1,5T$  порог  $j_s$  монотонно смещается в сторону больших плотностей возбуждения. Этот результат хорошо коррелирует с уменьшением поперечного размера волновой функции экситона при увеличении  $H$  в этой области и не имеет простого объяснения в рамках модели протекания по каплям ЭДЖ. Кроме того, заметим, что в случае протекания тока по каплям ЭДЖ должны наблюдаться осцилляции порога фототока при развороте магнитного поля [80]. Эти осцилляции связаны с изменением плотности и размеров капель ЭДЖ при прохождении уровнями Ландау соответствующих фермиевских уровней и составляют в  $Ge$  несколько процентов [80]. В рассматриваемом случае ФГМН эффекта такие осцилляции не наблюдаются (рис. 35), несмотря на высокую чувствительность данного метода ( $\Delta W/W < 0,1\%$ ), которая обеспечивается резкой зависимостью тока от накачки в области порога:  $j_s(W) \sim W^3$ !

Скачки фототока  $j_s$  в неоднородно сжатых  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle 111 \rangle$  наблюдаются при мощностях возбуждения  $0,4 + 0,7Вт$  и для выявления влияния разогрева образцов на фототок остановимся на исследовании обычного фотогольваномангнитного (ФГМ) эффекта в недеформированном и однородно сжатом  $Ge\langle 100 \rangle$  [76]. Из рис. 34 видно, что в ФГМ эффекте при значении мощности возбуждения  $W^*$  ( $2-3Вт$ ) наблюдается резкое увеличение фототока  $j_s$  и уменьшение напряжения холостого хода  $V_L$ . Величина  $W^*$  сильно зависит от температуры банн ( $T_B$ ):  $W^* = 1Вт$  при  $T_B = 2,15К$  и вырастает до  $3Вт$  при  $T_B = 1,5К$ . Именно сильная зависимость  $W^*$  от  $T_B$  качественно отличает пороговые изменения в ФГМ эффекте в однородно сжатых кристаллах от изменений в ФГМН эффекте. Кроме того величина  $W^*$  в ФГМ эффекте не зависит от  $H$  и  $P$ . Перечисленные свойства указывают на то, что наблюдаемые пороговые явления в ФГМ эффекте связаны с разогревом образцов. Такой вывод согласуется с особен-

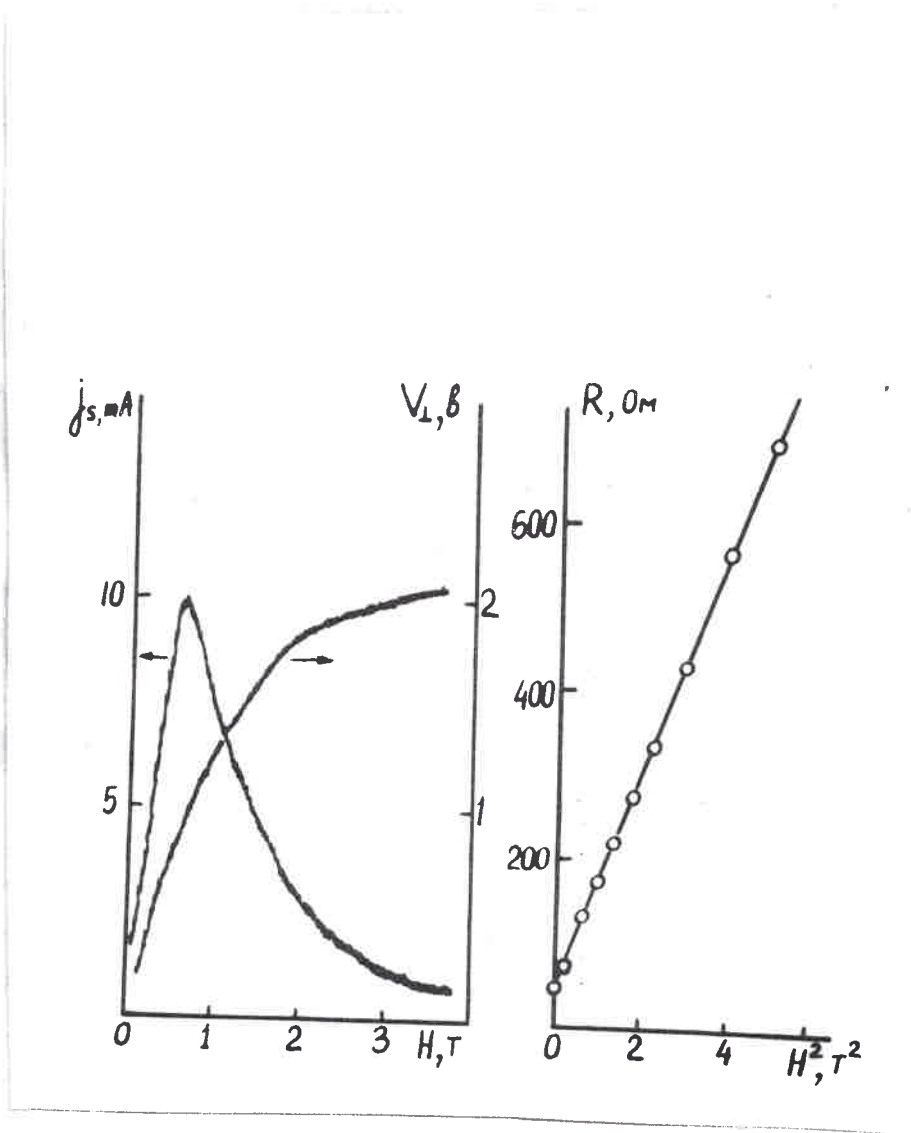


Рис. 35.

Зависимости  $j_s$  (H),  $V_{\perp}$  (H) и  $R_{\perp}$  (H) в Ge<100> при  $T=2\text{K}$  и  $P=420\text{MPa}$ .

ностями поведения спектров излучения и наблюдаемой однозначной корреляцией между скачками  $j_s$  и  $V_1$  в ФГМ эффекте и образованием пузырька газообразного гелия на возбуждаемой поверхности Ge [76].

Таким образом, из анализа пороговых явлений в ФГМ эффекте следует, что при  $T_B = 1,5 \pm 1,7$  К перегрев кристаллов Ge возникает лишь при мощностях возбуждения  $w > 2,5 \pm 3$  Вт и не может быть ответственным за скачки  $j_s(w)$  в ФГМ эффекте.

На рис. 36 показаны спектры излучения неоднородно сжатых кристаллов  $Ge \langle 100 \rangle$ , записанные при  $T=2$  К и возбуждении в верхний край образца (в отличие от спектров 1,2 на рис. 276, которые были сняты при возбуждении нижней части кристалла). При малых плотностях возбуждения  $w < 1$  Вт/см<sup>2</sup> в спектре наблюдается одна линия излучения, по полуширине, и спектральному положению которой, а также по чрезвычайно слабой ее интенсивности в TA-компоненте, можно заключить, что она обусловлена излучением экситонов, движущихся к потенциальной яме. Полуширина этой линии ( $\sim 1$  мэВ) заметно превышает ожидаемую для экситонов в потенциальной яме при равновесии с решеткой ( $3kT \approx 0,5$  мэВ, см. также рис. 276) и, следовательно, время дрейфа экситонов в потенциальной яме в нашем эксперименте оказывается сравнимым с временем их жизни. При повышении накачки (кривые 2,3) в спектре появляется линия излучения ЭДЖ из потенциальной ямы (линия L), а при накачках, соответствующих порогу возрастания фототока в ФГМ эффекте, появляется также линия P. Плотность возникающей e-h плазмы, определенная при  $T=2$  К по отношению интегральных интенсивностей TA- и LA-компонент спектра оказалась равной  $n_p = (6,5 \pm 0,5) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Отметим, что найденное значение критической плотности существенно отличается от критерия плазменной экранировки ( $n_c^p = 4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) и близко подходит к значению, полу-

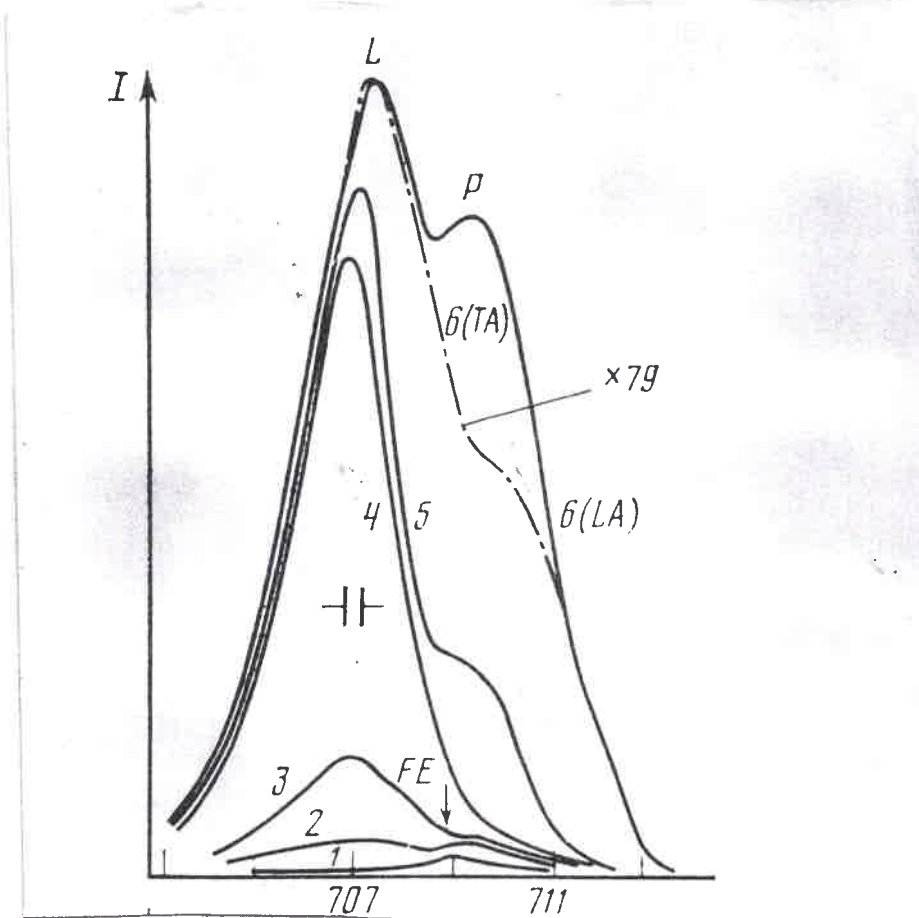


Рис. 36.

Спектры излучения  $Ge(100)$ , измеренные при возбуждении в верхнюю часть кристалла ( $T=2K$ ,  $H=0T$ ,  $P=420MПа$ ) в различных значениях плотности возбуждения: 1-1; 2-2; 3-10; 4-65; 5-80; 6-100 Вт/см<sup>2</sup>.

Спектры 1-6 отвечают LA - компоненте спектра, спектр 6 (TA) записан в TA-компоненте и сдвинут для удобства сравнения на разность энергий TA-и LA - фононов в сторону меньших энергий.

ченному в рамках диэлектрической экранировки ( $n_c^d = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , см. §1, гл.1).

До сих пор мы не заострили внимание на вопросе, является ли переход диэлектрик-металл в экситонной системе фазовым переходом первого или второго рода. К сожалению, существует мало экспериментальных тестов, позволяющих однозначно ответить на этот принципиальный вопрос. Тем не менее, исходя из скачкообразного поведения транспортных электронных свойств, которое наблюдается вплоть до 8К, мы пришли к выводу, что экситонно-плазменный переход является фазовым переходом, причем второго рода, о чем свидетельствуют следующие экспериментальные факты:

1. Линия Р появляется в спектре излучения непосредственно на месте линии FE (рис.36). Это свидетельствует об отсутствии энергии связи, имеющей место в случае фазовых переходов первого рода.
2. Попытка обнаружить гистерезис, характерный для фазовых переходов первого рода, в зависимостях  $j_s(\omega)$  и производной  $dj_s/d\omega$  не увенчалась успехом (рис.37).

### § 5. Механизмы дестабилизации капель ЭДЖ [76, 79].

Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, скачок фототока в ФГМ эффекте и линия Р в спектре излучения появляются при низких температурах лишь в условиях, когда капли ЭДЖ не образуются. Поэтому исследование ФГМ эффекта также оказывается полезным при изучении различных механизмов дестабилизации ЭДЖ.

1. Магнитогидродинамический механизм дестабилизации капель ЭДЖ.

На рис.38 показаны зависимости  $j_s(\omega)$  при  $\nabla E_g = 5 \text{ мВ/мм}$ ,  $T = 1,8 \text{ К}$  и различных магнитных полях. При  $H < 0,2 \text{ Т}$  скачкообразного поведения  $j_s$  не наблюдается, а в спектре излучения (рис.39)

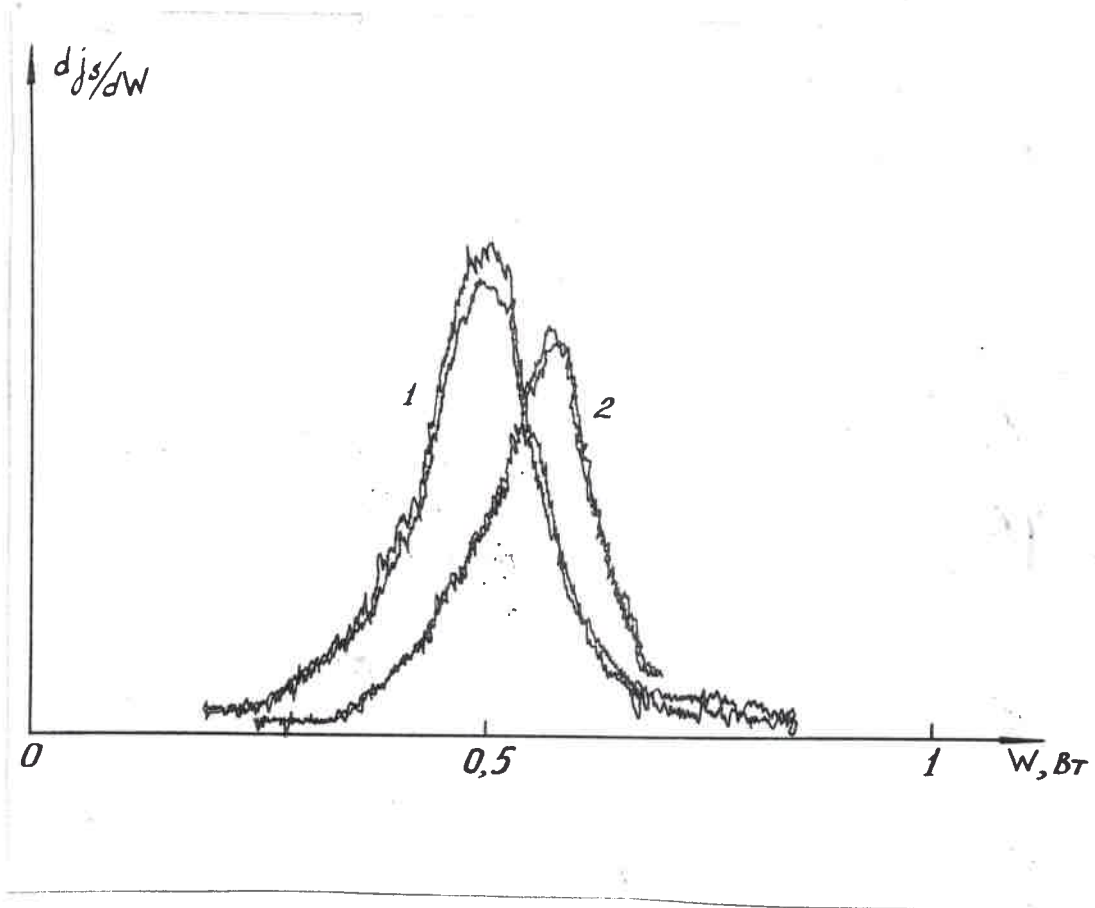


Рис. 37.

Зависимости производной  $dj_s/dW$  от мощности возбуждения  $W$  в  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $T=2K$ ,  $P=480Mпа$ ,  $H=0,7T(1)$  и  $H=3T(2)$ , записанные на двухкоординатном самописце в обе стороны: как при увеличении мощности, так и при ее уменьшении.

при всех плотностях возбуждения доминирует линия излучения ЭДЖ из потенциальной ямы. Однако в полях  $H > 0,25T$  свойства  $e-h$  системы резко меняются: наблюдается скачок в зависимости  $j_s(w)$ , а в спектре излучения появляется линия Р. Такое стимулирование перехода Мотта магнитным полем иллюстрирует рис. 40, из которого видно, что ток короткого замыкания и напряжение холостого хода  $V_{\perp}$  в ФПМ-эффекте появляются, лишь начиная с некоторого критического магнитного поля  $H_0$ , которое существенно зависит от  $\nabla E_g$ . Эта зависимость в соответствующих координатах представлена на рис. 41 при различных температурах. Отметим, что поскольку при  $T_{FE} > 3,5K$   $H_0 = 0$ , то наблюдаемые особенности несомненно связаны с дестабилизацией, движущихся в поперечном магнитном поле, капель ЭДЖ.

Произведение  $H \nabla E_g$  определяет ЭДС и ток Холла в плазме, движущейся в поле неоднородной деформации перпендикулярно магнитному полю  $H$ , следовательно, разогрев носителей в ней [81]. При движении капель ЭДЖ в скрещенных магнитном поле и поле неоднородной деформации в них, конечно, происходит частичное разделение электронов и дырок и возникает внутреннее электрическое поле, которое компенсирует эффективное пьезомагнитное поле. Благодаря этому холловский ток через каплю не течет и разогрева носителей не происходит. Однако этот вывод справедлив лишь для изолированной капли ЭДЖ, в то время как реально, в деформированном Ge, она окружена плотным газом экситонов, биэкситонов и свободных носителей, удельное сопротивление которого в поперечном магнитном поле, может оказаться даже меньше чем у капель ЭДЖ. Этот вопрос экспериментально исследовался в работе [82], где были определены времена рассеяния свободных носителей на акустических фононах  $\tau_p$ , экситонах  $\tau_{eex}$  и время электронно-дырочного рассеяния  $\tau_{eh}$  в фотовозбужденной  $e-h$  системе при низких температурах.

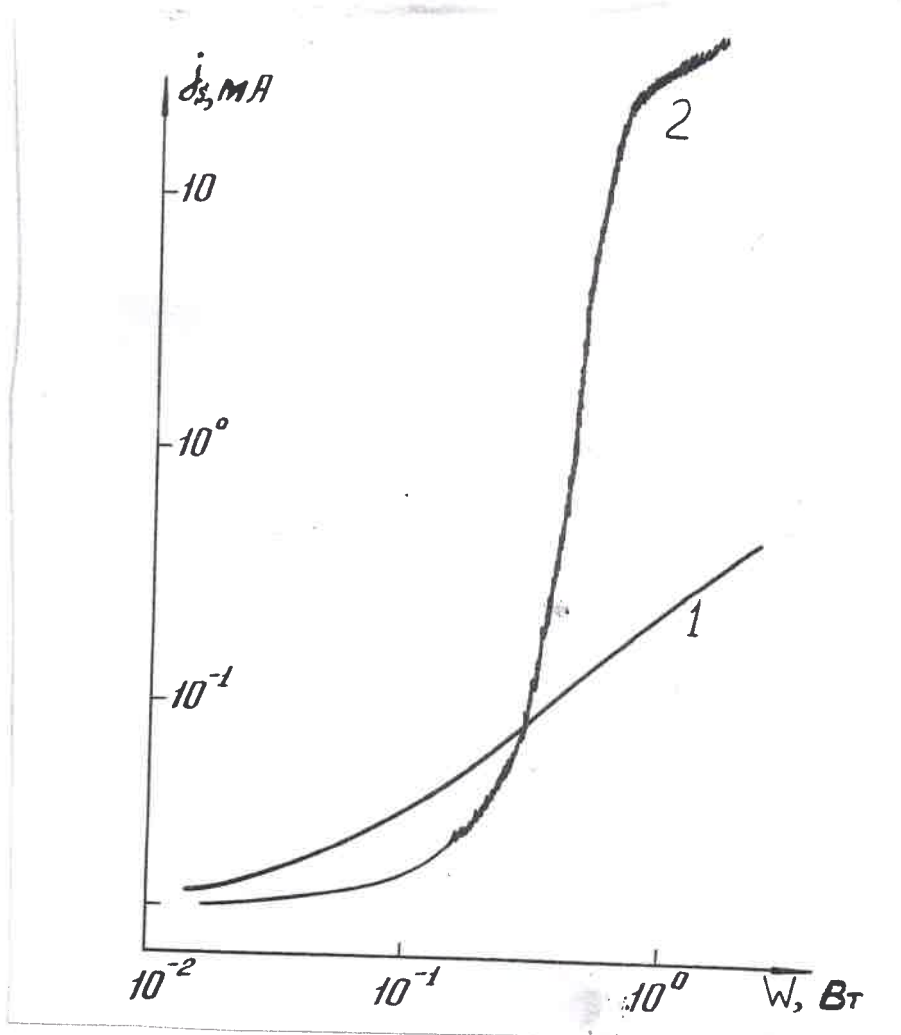


Рис. 38.

Зависимость  $j_s(W)$  в ФИИМ эффекте в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  при  $\nabla E_g = 5 \text{ мВ/мм}$ ,  $T_{\text{FE}} = 1,8 \text{ К}$  и различных магнитных полях:  $H = 0,2 \text{ Т}$  (1) и  $H = 0,25 \text{ Т}$  (2).

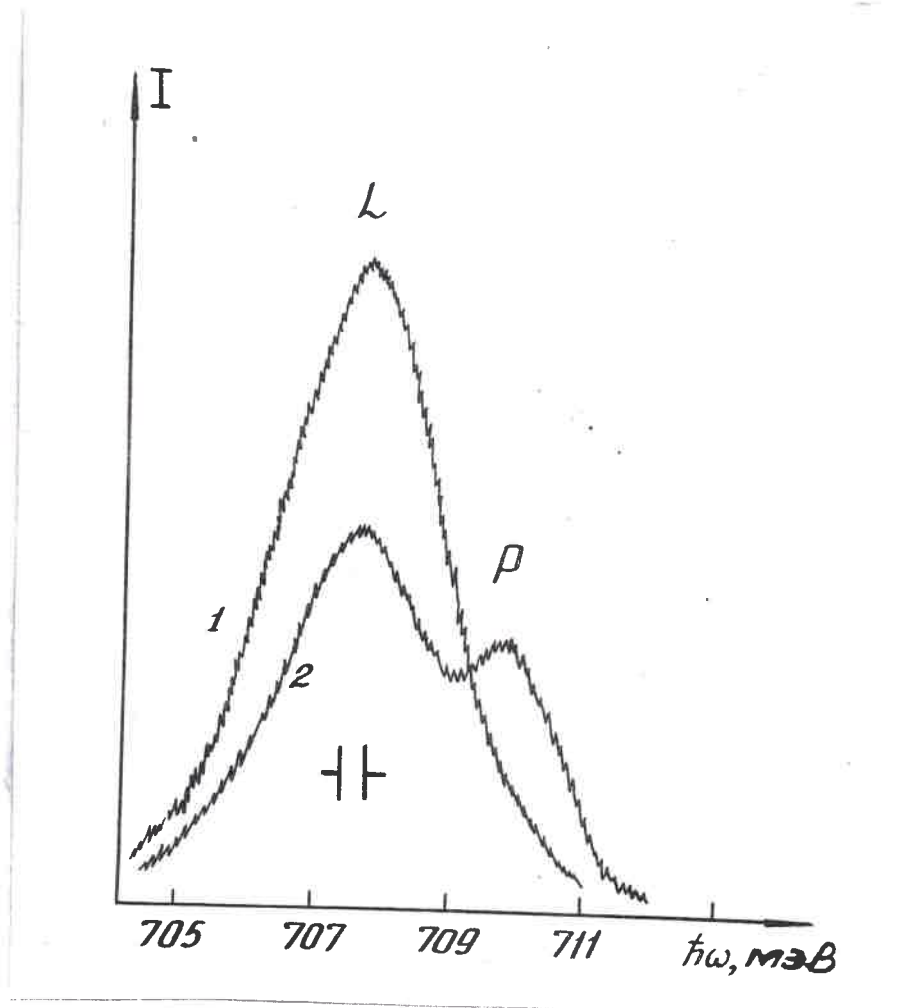


Рис. 39

Спектры излучения  $e-h$  системы в неоднородно скатом  $Ge \langle \sim 100 \rangle$  при  $\nabla E_g = 5$  мэВ/мм,  $T = 1,8$  К в различных магнитных полях: 1)  $H = 0,2$  Т; 2)  $H = 0,25$  Т.

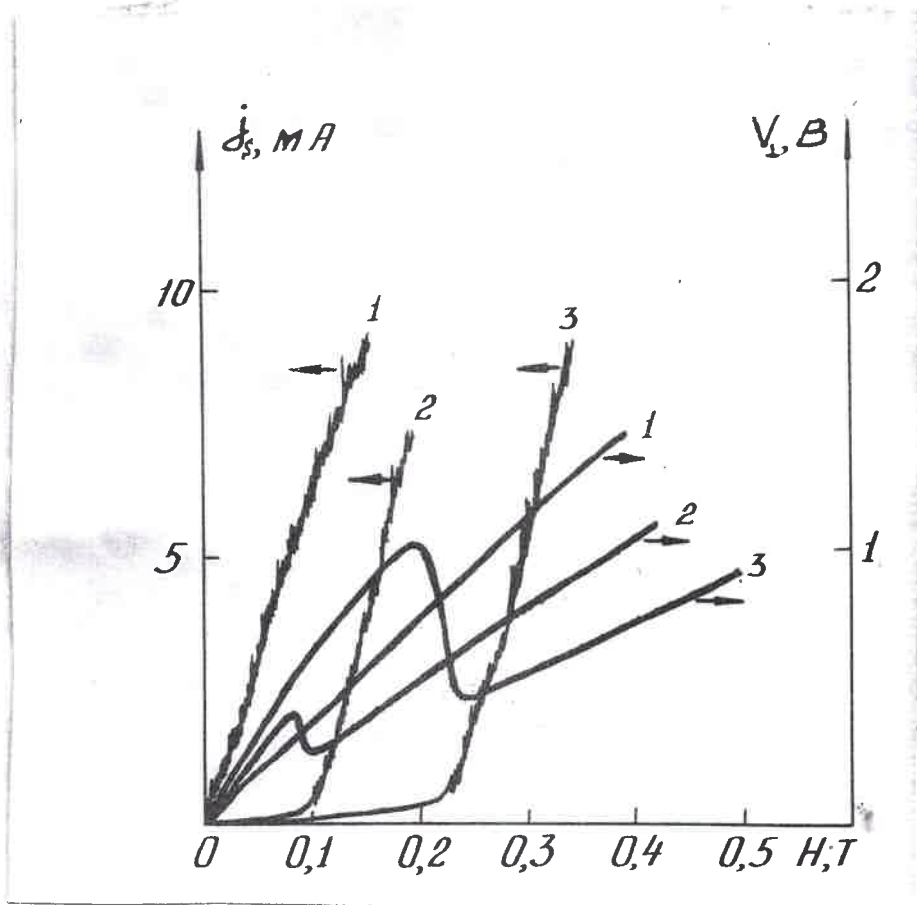


Рис. 40.

Зависимости  $V_L (H)$  и  $j_s (H)$  в ФПМ эффекте в  $Ge\langle 100 \rangle$   
 при  $T=1,8K$  и различных  $\Delta E_g$  : 1-10; 2-7; 3-5 мэВ/мм.

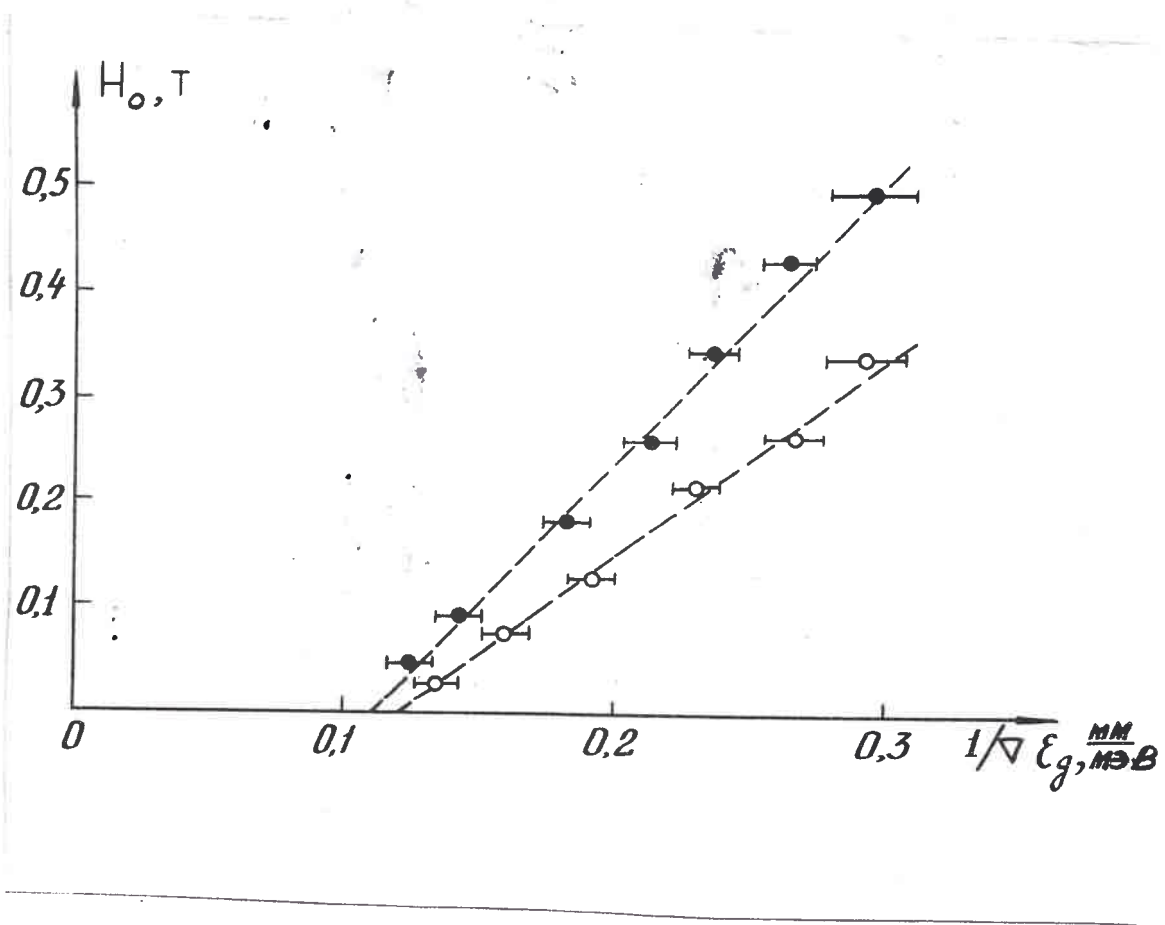


Рис. 41

Зависимость критического магнитного поля  $H_0$  от обратного градиента ширины запрещенной зоны  $(\nabla E_g)^{-1}$  в  $\text{Ge}\langle 100 \rangle$  при  $T=1,8\text{K}$  (•) и  $T=2,5\text{K}$  (○).

В плотной скомпенсированной  $e-h$  плазме удельное сопротивление  $\rho$  в отсутствии магнитного поля определяется самым коротким временем -  $\tau_{eh}$ , поэтому для капли ЭДЖ:

$$\rho_L = m (n_L e^2 \tau_{eh})^{-1}, \quad (34)$$

где  $n_L$  - плотность свободных носителей в капле. Во же время изменение удельного сопротивления в поперечном магнитном поле  $\Delta\rho^{\perp}(H)$  в такой системе целиком определяется рассеянием носителей на решетке (фононы, примеси, дефекты) [45, 56] и поэтому в чистых кристаллах Ge:

$$\Delta\rho_L^{\perp}(H) = m \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_p (n_L e^2)^{-1}, \quad (35)$$

где  $\omega_{ce}$ ,  $\omega_{ch}$  - циклотронные частоты электронов и дырок. Это связано с тем, что проводимость в этом случае сводится к движению центров орбит электронов и дырок, а поскольку при  $e-h$  столкновениях центры орбит рассеивающихся частиц смещаются в одну сторону, переноса заряда не происходит и, следовательно, такие процессы не будут давать вклад в проводимость. В магнитных полях  $H \geq 0,1T$   $\Delta\rho_L^{\perp}(H) \gg \rho_L(0)$  [51, 52, 82], и удельное сопротивление капли ЭДЖ в поперечном магнитном поле  $H \geq 0,1T$ :

$$\rho_L^{\perp}(H) \approx \Delta\rho_L^{\perp}(H) = m \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_p (n_L e^2)^{-1}, \quad (36)$$

где величина  $\tau_p \approx 10^{-9}$  с при  $T=1,8K$  [82]. С другой стороны, проводимость окружающего ЭДЖ газа экситонов и свободных носителей определяются величиной  $\tau_{eex}$  как в отсутствии поперечного магнитного поля, так и в его присутствии (поскольку электрон-экситонный механизм рассеяния аналогичен рассеянию на нейтральной примеси [49, 82]):

$$\rho_g^{\perp}(H) = \rho_g(0) (1 + \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_{eex}^2), \quad (37)$$

$$\rho_g(0) = m (e^2 n \tau_{eex})^{-1}, \quad (38)$$

где  $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  - плотность свободных носителей в газовой фазе  $Ge (\sim 100)$  вблизи порога конденсации экситонов в ЭДЖ при  $T=2\text{K}$  [82], а величина  $\tau_{\text{eex}} \approx 0,5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  и не зависит от температуры [82]. В магнитном поле  $H \geq 0,1\text{T}$ ,  $\rho_g^{\perp}(H) = m \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_{\text{eex}} (ne^2)^{-1}$  и, несмотря на то, что  $n_L = 10^3 n$ ,  $\rho_g^{\perp}(H) \leq \rho_L^{\perp}(H)$ , поскольку  $\tau_p / \tau_{\text{eex}} \approx 2 \cdot 10^3$ . Таким образом, при  $H \geq 0,1\text{T}$  удельное сопротивление каплей ЭДЖ в поперечном магнитном поле оказывается больше, чем у окружающего их газа свободных носителей и осуществляется режим короткого замыкания, при котором через капли ЭДЖ течет наибольший холловский ток, разогревающий носители в ней. При этом, конечно, существенно, что холловская ЭДС в движущейся поперек магнитного поля капле, определяется величиной  $\tau_p$  и значительно превышает ЭДС в движущемся газе свободных носителей, величина которой может определяться  $\tau_{\text{eex}}$ .

Характерно, что в области больших  $\nabla E_g$ ,  $H_0$  обращается в ноль (рис. 41). Это свидетельствует о том, что в этом случае возможна дестабилизация каплей ЭДЖ без магнитного поля.

## 2. Дестабилизация каплей ЭДЖ, движущихся в сильном поле неоднородной деформации.

Как известно, в германии капли ЭДЖ ускоряются до скоростей  $v_k \approx 0,7 S$  ( $S$  - скорость звука) уже под действием относительно небольших градиентов ширины запрещенной зоны  $\nabla E_g \sim 1 \text{ мЭВ/мм}$  [83]. Высокая подвижность каплей ЭДЖ во внешнем неоднородном поле обусловлена тем, что рассеяние электронов и дырок в ЭДЖ на фононах сильно уменьшено по сравнению с рассеянием свободных носителей малой плотности при той же температуре, из-за сильного фермиевского вырождения. При достижении каплей скорости звука сила трения должна резко возрасти из-за включения нового механизма - когерентного (черенковского) испускания фононов каплей, как целого.

Согласно оценкам, выполненным в работе [84], для преодоления каплями ЭДЖ в недеформированном германии звукового барьера требуются силы  $\sim 40 \text{ мэВ/мм}$ . Экспериментально движение капель со скоростями  $v_k \geq S$  не наблюдалось, а из теоретического рассмотрения следует, что при таких скоростях капли ЭДЖ могут распадаться на экситоны, по крайней мере по двум причинам: из-за возможных неустойчивостей капель вследствие вытекающей из теории неограниченного сжатия капель при  $v_k \rightarrow S$  [85], и из-за сильного разогрева капель при скоростях  $v_k > S$  [86]. Отметим, что сильное уменьшение интенсивности излучения ЭДЖ и увеличение электропроводности кристаллов, которое наблюдалось в работах [20, 87] при использовании градиентов ширины запрещенной зоны  $\nabla E_g \approx 5 \text{ мэВ/мм}$ , могло быть связано с испарением капель не только из-за их разогрева, как предполагалось в [87], но и из-за уменьшения их энергии связи вследствие снятия вырождения зон в скатых кристаллах. Для корректного решения проблемы нужна постановка эксперимента в таких условиях, когда можно независимо варьировать вдоль траектории движения неравновесных  $e-h$  пар как величину  $\nabla E_g$ , так и абсолютную величину деформации. Такая возможность реализуется в геометрии сжатия, показанной на рис. 29, при возбуждении различных точек кристалла. В этом случае величину  $\nabla E_g$  вдоль пути дрейфа неравновесных  $e-h$  пар можно менять с  $30 \text{ мэВ/мм}$  до  $2 \text{ мэВ/мм}$ , оставляя неизменной величину деформации в потенциальной яме.

На рис. 42 представлены спектры излучения  $e-h$  системы в неоднородно скатом  $Ge \langle 111 \rangle$  при возбуждении в различные точки кристалла и мощности накачки, превышающей пороговую в ФГПМ эффекте. Видно, что линия Р наблюдается при  $H=0$ , лишь при больших значениях  $\nabla E_g$ , а при  $\nabla E_g \leq 10 \text{ мэВ/мм}$  она практически исчезает, и в спектре люминесценции доминирует линия излуче-

ния ЭДЖ из потенциальной ямы. Этот результат коррелирует с уменьшением скачков фототока в ФГПМ эффекте при  $H=0,05T$ , наблюдающимся при смещении сфокусированного возбуждающего луча вниз по кристаллу.

Эти и другие экспериментальные данные [76] свидетельствуют о том,

что при  $\nabla E_g \geq 10 \text{ мэВ/мкм}$  происходит избирательный разогрев капель ЭДЖ, движущихся с околосвуковыми скоростями, и их испарение в экситоны. Обратим внимание, что значение критического градиента

$\nabla E_g$  совпадает с оценками для величины силы, необходимой для ускорения капель ЭДЖ в скатых кристаллах германия до сверхзвуковых скоростей:  $F_{кр} = 5 \cdot 10 \text{ мэВ/мкм}$  [76,84].

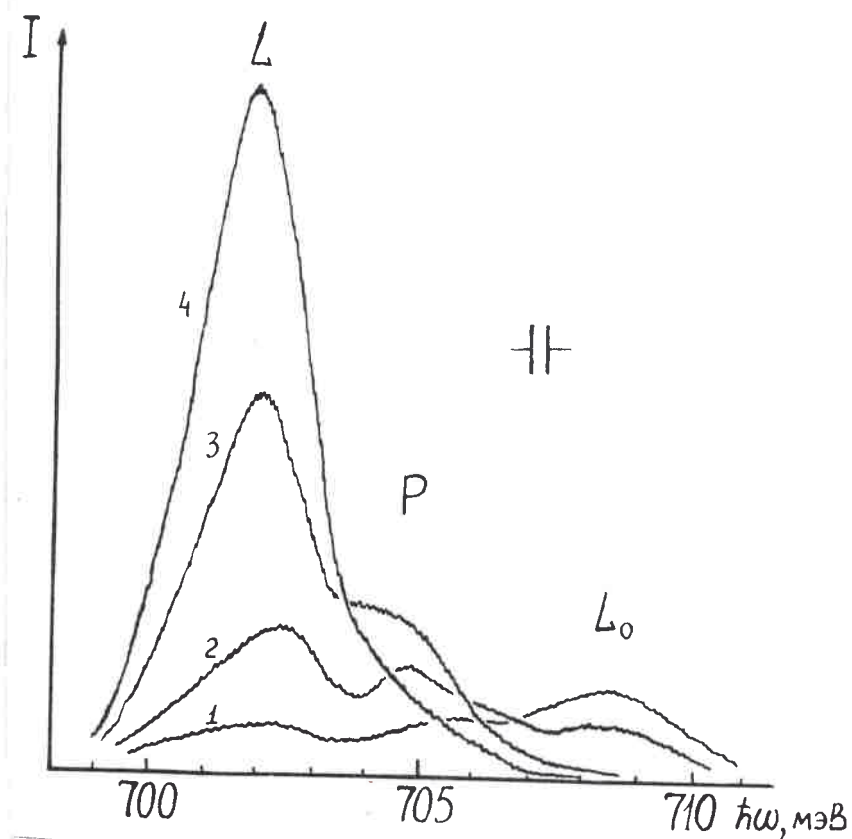


Рис. 42.

Изменение спектров излучения  $Ge < III >$  при  $W = 0,9 \text{ Вт}$  (запороговая накачка),  $T_{\text{в}} = 1,8^{\circ} \text{ К}$ ,  $H = 0$ ,  $P = 150 \text{ МПа}$ , происходящее по мере опускания центра пятна возбуждения от верхнего края кристалла вниз (см. вставку на рис. 29а): 1-верхний край кристалла; 2-0,5мм (т.А.); 3-1,5мм (т.В.); 4-3мм (т.С).

## ГЛАВА IV. МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЕ.

### § I. Фотогальванопьезомагнитный эффект в неоднородно деформированном гермении [81] .

Излучение гальваномагнитных явлений в полупроводниках является одним из основных методов исследования механизмов рассеяния носителей заряда. Поэтому прежде всего рассмотрим элементарную теорию ФПМ эффекта в неоднородно сжатом Ge .

При расчете подвижности для вырожденной ферми-системы носителей вместо кинетического уравнения можно решать уравнения движения, написанные для частиц на поверхности ферми. Дело в том, что всякий способ усреднения частот рассеяния по функции распределения сводится в нулевом приближении к замене аргумента на энергию ферми вырожденной системы, поэтому, например, величины  $\langle \tau \rangle$  и  $\langle 1/\tau \rangle^{-1}$  равны.

Таким образом, диссипативные каналы рассеяния можно описать двумя постоянными времени  $\tau_p^e$  и  $\tau_p^h$  для электронов и дырок, соответственно. Столкновения между носителями одного знака влияют только на способ усреднения частот рассеяния по равновесной функции распределения и, в силу вырожденности системы, несущественны. Столкновения между носителями разного знака могут определять проводимость [45] . Соответствующее время  $e-h$  рассеяния обозначим через  $\tau_{eh}$  .

Диссипативная проводимость системы двух групп носителей с изотропными массами и временами релаксации изучалась в [45] при помощи решения уравнений движения вида

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = e\vec{E}_e + \frac{e}{c}[\vec{v}_e\vec{H}] - \vec{p}_e/\tau_p^e - \sum_h n_h(\vec{v}_e - \vec{v}_h) \quad (39)$$

и такого же уравнения для частиц группы  $h$ . В формуле (39) через  $\xi$  обозначен коэффициент взаимного трения носителей разных знаков, причем  $\tau_{eh}^{-1} = \xi n (m_e^{-1} + m_h^{-1})$ .

Чтобы применить уравнение (39) к нашей системе, введем поля, соответствующие наличию градиента ширины запрещенной зоны:

$$e\vec{F}_e = \vec{\nabla} E_e, \quad e\vec{F}_h = \vec{\nabla} E_h, \quad \vec{\nabla} E_e + \vec{\nabla} E_h = \vec{\nabla} E_g, \quad (40)$$

где  $E_e$  и  $E_h$  описывают минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны. Тогда в уравнение (39) следует подставлять вместо напряженности электрического поля  $\vec{E}$  следующие выражения

$$\vec{E}_e = \vec{E} - \vec{F}_e, \quad \vec{E}_h = \vec{E} + \vec{F}_h. \quad (41)$$

Рассмотрим теперь биполярный дрейф плазм в кристалле (рис.29). В рассматриваемой геометрии  $\vec{H} \parallel \vec{z}$ ,  $\vec{E} \perp \vec{H}$ ,  $\vec{F}_e, \vec{F}_h \parallel \vec{x}$  решение системы (39), (40) имеет вид:

$$v_{ex} = v_{hx} = \delta_1 (F_e + F_h) + \delta_2 E_y, \quad (42)$$

$$j_y = ne (v_{hy} - v_{ey}) = ne [\delta_3 (F_e + F_h) + \delta_4 E_y]. \quad (43)$$

Как и следовало ожидать, скорости дрейфа зависят только от комбинации  $F_e + F_h$ , т.е. от  $\nabla E_g$ . Величины  $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$  описывают подвижность плазмы:

$$\delta_1 = \frac{e\tau_p^e \tau_p^h}{m_e m_h} \Delta^{-2} \left[ \delta_{eh} m \tau_{eh}^{-1} + \delta_e \delta_h \left( \frac{\tau_p^e}{m_e} \delta_h + \frac{\tau_p^h}{m_h} \delta_e \right)^{-1} \right], \quad (44)$$

$$\delta_2 = -\delta_3 = \frac{e\tau_p^e \tau_p^h}{m_e m_h} \Delta^{-2} \frac{eH}{c} \left[ \delta_{eh}^{-1} + \left( \frac{\tau_p^e \delta_e}{m_e} + \frac{\tau_p^h \delta_h}{m_h} \right) \left( \frac{\tau_p^e \delta_h}{m_e} + \frac{\tau_p^h \delta_e}{m_h} \right)^{-1} \right] \quad (45)$$

$$\delta_4 = \delta_2 \left( \frac{eH}{c} \right)^{-1} \left( \frac{m_e}{\tau_p^e} + \frac{m_h}{\tau_p^h} \right). \quad (46)$$

Здесь

$$\delta_i = 1 + m \tau_{eh}^{-1} \left( \frac{\tau_p^e}{m_e} + \frac{\tau_p^h}{m_h} \right) + (\omega_i \tau_p^i)^2, \quad i = e, h, \quad (47)$$

$$\delta_{eh} = 1 + m \tau_{eh}^{-1} \left( \frac{\tau_p^e}{m_e} + \frac{\tau_p^h}{m_h} \right) + \omega_e \tau_p^e \omega_h \tau_p^h, \quad (48)$$

$$\Delta^2 = \delta_{eh}^2 + (\omega_h \tau_p^h - \omega_e \tau_p^e)^2, \quad (49)$$

$$\omega_{e,h} = \frac{eH}{c m_{e,h}}, \quad m = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}. \quad (50)$$

Из формул (44) - (50) видно, что в слабых магнитных полях  $\gamma_1, \gamma_4 \approx \text{const}$ ;  $\gamma_2, \gamma_3 \sim H$ , а в сильных  $\gamma_1, \gamma_4 \sim H^{-2}$ ;  $\gamma_2, \gamma_3 \sim H^{-1}$ , как и должно быть для диагональных и недиагональных кинетических коэффициентов. Отметим, что понятия сильного и слабого поля непосредственно следуют из (44) - (50). Поле называется слабым, если

$$1 + m \tau_{eh}^{-1} \left( \frac{\tau_p^e}{m_e} + \frac{\tau_p^h}{m_h} \right) \gg \max [(\omega_e \tau_p^e)^2, (\omega_h \tau_p^h)^2] \quad (51)$$

и сильным, если

$$1 + m \tau_{eh}^{-1} \left( \frac{\tau_p^e}{m_e} + \frac{\tau_p^h}{m_h} \right) \ll \omega_e \tau_p^e \omega_h \tau_p^h; \quad \omega_e \tau_p^e, \omega_h \tau_p^h \gg 1. \quad (52)$$

Условия (51), (52) содержат время  $e-h$  рассеяния  $\tau_{eh}$ . Поскольку в нашей системе  $\tau_{eh} \ll \tau_p^e, \tau_p^h$ , то предел сильного поля достигается при значениях  $H$ , существенно больших чем  $H$ , когда  $\omega_e \tau_p^e, \omega_h \tau_p^h \approx 1$ .

Рассмотрим движение носителей, рожденных вблизи поверхности (зч) рис.29. Локальные соотношения (42), (43) позволяют написать стационарные уравнения непрерывности на концентрацию  $n$  в пространственно неоднородном случае.

Уравнения непрерывности одномерны и совпадают для электронов и дырок:

$$\frac{d}{dx} [n(x) (\gamma_1 F(x) + \gamma_2 E_y)] = S(x) - R(n). \quad (53)$$

Здесь  $F = F_e + F_h$ ,  $S(x)$  - источник,  $R(n)$  - описывает рекомби-

нацию. Уравнение (53) не учитывает диффузию, т.к. предполагается, что градиент ширины запрещенной зоны везде достаточно велик. Пусть  $n(x)$  - решение (53). Определим напряженность поля Холла в режиме холостого хода (см.(43)):

$$0 = \int_0^L j_y(x) dx = e \sigma_3 \int_0^L n(x) F(x) dx + e \sigma_4 \varepsilon_{\perp} \int_0^L n(x) dx. \quad (54)$$

Допустим, что на протяжении рекомбинационной длины дрейфа градиент  $E_y$  постоянен, т.е.  $F = const$ . Тогда из (54) немедленно находится напряженность поля Холла в режиме холостого хода:

$$\varepsilon_{\perp} = - \sigma_3 F / \sigma_4. \quad (55)$$

Эта формула справедлива для любого механизма рекомбинации. Зависимость  $\varepsilon_{\perp}$  от  $H$  следует из (45), (46) и выражается соотношением:

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{H}{c} \nu E_y \left( \frac{m_e}{\tau_p^e} + \frac{m_h}{\tau_p^h} \right), \quad (56)$$

справедливым для любых  $H$  и не содержащим  $e-h$  рассеяния. Последнее объясняется тем, что биполярный дрейф происходит с равными скоростями  $v_{ex} = v_{hx}$  и взаимное трение выпадает.

Таким образом, напряжение холостого хода в ФГПМ эффекте в неоднородно сжатом германии зависит только от  $\tau_p$ , а ток короткого замыкания (см.(43) при  $E_y = 0$ ) зависит также и от  $\tau_{eh}$ . Оказывается, что в соответствии с данными работы [45], внутреннее сопротивление рассматриваемого фотоэлектрического элемента определяется величиной  $\tau_{eff} = \sqrt{\tau_p \tau_{eh}}$ , что позволяет независимо определить  $\tau_p$  и  $\tau_{eh}$  [82].

## § 2. Рассеяние свободных носителей на акустических фононах [82].

В чистых образцах Ge при низких температурах основными механизмами рассеяния фотовозбужденных носителей в  $e-h$  системе

являются электрон-фононный, электрон-экситонный и электрон-дырочный механизмы. Рассеяние на дефектах решетки и примесях в нашем случае было несущественно, поскольку на разных образцах с различной концентрацией мелких примесей (вплоть до  $N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) результаты измерений были одинаковы. Особенности электрон-фононного механизма рассеяния в полупроводниках при низких температурах являются, во-первых, то обстоятельство, что тепловые скорости носителей ( $v_T$ ) при малых плотностях  $e-h$  системы оказываются порядка скорости звука ( $S$ ), вследствие чего при  $2S > v_T > S$  излучение фононов сильно затруднено, а при  $v_T < S$ , вообще невозможно. Во-вторых, при увеличении плотности  $e-h$  плазмы начинают проявляться квантовые статические свойства электронов и дырок, приводящие к тому, что участвовать в процессах рассеяния могут лишь носители на поверхности Ферми. В общем случае (но при  $v_g \ll S$ ) время рассеяния носителей на акустических фононах было найдено Келдышем [88]:

$$\tau_p^{-1} = \frac{\pi}{3(2\pi)^4} \frac{mD^2}{\hbar n \rho S} \left( \frac{kT}{\hbar S} \right)^5 \int_0^\infty x^4 \frac{e^x dx}{(e^x - 1)^2} \ln \frac{e^x + \exp(-\alpha + \beta/4(x + \beta^{-1})^2)}{1 + \exp(-\alpha + \beta/4(x + \beta^{-1})^2)}, \quad (57)$$

где  $\alpha = \mu/kT$ ;  $\beta = \frac{kT}{2mS^2}$ ;  $\mu$  - химический потенциал системы носителей плотности  $n$  при температуре  $T$ ,  $\rho$  - плотность кристалла  $Ge$ ,  $D$  - деформационный потенциал,  $m$  - масса плотности состояний,  $v_g$  - скорость дрейфа плазмы как целого. Результат численного расчета на ЭВМ по формуле (57) представлен на рис. 45 и 46 при следующих значениях параметров:  $m_e = 0,22 m_0$ ;

$m_h = 0,082 m_0$ ;  $D_e = 12 \text{ эВ}$ ;  $D_h = 9 \text{ эВ}$ ;  $\rho = 5,3 \text{ кг/см}^3$ ;  $S = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  [11, 89, 90].

Времена релаксации импульса носителей на акустических фононах в плотной  $e-h$  плазме, определяются в экспериментах по дрейфу капель ЭДЖ в поле неоднородной деформации [20, 50]. В ФГПМ-эф-

Эффекте  $e-h$  плазма (с  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) образуется в результате ионизационного разрушения экситонов, дрейфующих в поле неоднородной деформации, при достижении ими критической плотности  $n_c$ . Напряжение холостого хода ( $V_L$ ) в ФГПМ-эффекте, возникающее благодаря дрейфу  $e-h$  плазмы поперек магнитного поля ( $\vec{H}$ ), не зависит от  $\tau_{eh}$  и определяется исключительно временами  $\tau_p^e$  и  $\tau_p^h$  (см. §1, гл.4):

$$V_L = \nabla E_g L H c^{-1} (m_{ce}/\tau_p^e + m_{ch}/\tau_p^h)^{-1}, \quad (58)$$

$L$  - рассеяние между контактами,  $m_c$  - циклотронные массы носителей. Мы использовали это обстоятельство для экспериментального определения величин  $\tau_p$ . Единственным ограничением применимости формулы (58) является условие на скорость дрейфа:  $v_d \ll S$ .

Поскольку это условие нарушается при достаточно малых  $\nabla E_g > 10 \text{ мэВ/мм}$  [76], мы экспериментально нашли область  $\nabla E_g$ , где (58) работает хорошо. На рис. 43 показаны зависимости  $V_L(\nabla E_g)$  для  $\text{Ge}(\sim 100)$  и  $\text{Ge}(\text{III})$  при  $H=0,7\text{T}$  и  $T=2\text{K}$ , из которых видно, что условием применимости (58) является  $\nabla E_g < 7 \text{ мэВ/мм}$ , что соответствует одноосным деформациям  $P < 60 \text{ МПа}$  для  $\text{Ge}(\text{III})$  и  $P < 300 \text{ МПа}$  для  $\text{Ge}(\sim 100)$ . В  $\text{Ge}(\text{III})$  при  $P < 60 \text{ МПа}$  структура валентной зоны очень сложна [17], поэтому в настоящей работе исследовался ФГПМ-эффект в  $\text{Ge}(\sim 100)$ , где при  $P=300 \text{ МПа}$  расщепление валентной зоны составляет  $10 \text{ мэВ}$  и ее с хорошей точностью можно считать параболической с массами  $m_h^L = 0,0457 m_0$ ,  $m_h^T = 0,1094 m_0$ . В  $\text{Ge}(\sim 100)$   $m_{ce}/\tau_p^e \approx 8 m_{ch}/\tau_p^h$  и, как видно из (58), напряжение холостого хода определяется в основном временем рассеяния электронов  $\tau_p^e$ .

На рис. 44 показаны зависимости  $V_L(H)$  в  $\text{Ge}(\sim 100)$  при  $\nabla E_g = 6 \text{ мэВ/мм}$  и различных плотностях возбуждения\* (рис.44а) и

\* При вариации мощности возбуждения для поддержания постоянной температуры кристалла изменялась температура бани.

температурах (рис. 44б), из которых были определены времена  $\tau_p^e$ . Отметим, что в настоящей разделе все измерения выполнены в магнитных полях  $H < IT$ , чтобы исключить квантовые эффекты, которые в более сильных полях существенно влияют на кинетические явления в полупроводниках [91]. Изменение мощности возбуждения от 0,5Вт до 2,5Вт позволяло варьировать среднюю плотность  $e-h$  плазмы в диапазоне  $0,7 \pm 1,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , которая определялась по отношению интегральных интенсивностей  $TA$  - и  $LA$ -компонент спектра ее излучения. Отметим, что хотя концентрация  $e-h$  пар в плазменном шнуре, скорее всего, не является постоянной, величина, определяемая по отношению интегральных интенсивностей линий излучения плазмы, является средней в том смысле, что отвечает плотности основной части носителей. Из рис. 45, на котором кружками показана экспериментальная зависимость  $\tau_p^e(n)$ , а сплошной линией - теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (57), видно, что экспериментальная и теоретические зависимости близки и демонстрируют схожее поведение в области плотностей  $0,7 \pm 1,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Рост  $\tau_p^e$  от  $n$  обусловлен квантово-статическими свойствами газа электронов.

Температурная зависимость  $\tau_p^e$  при  $\nabla E_g = 6 \text{ мВ/мм}$ ,  $W = 0,7 \text{ Вт}$  показана кружками на рис. 46. При  $W = 0,7 \text{ Вт}$  и изменении температуры от 2К до 8К плотность  $e-h$  плазмы оставалась практически постоянной  $(7 \pm 1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а параметр  $\mu_e/kT$  изменяется от 2 до -1, поэтому газ электронов демонстрирует характерную для невырожденного случая зависимость  $\tau_p^e \sim T^{-3/2}$ . Для сравнения на этом же рис. сплошными линиями 1 и 2 показаны теоретические зависимости  $\tau_p^e(T)$  и  $\tau_p^h(T)$ , вычисленные по формуле (57) при фиксированной плотности  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и пунктиром - зависимость  $\tau_p^e(T)$ , полученная путем экстраполяции в область температур  $T = 2 \pm 8 \text{ К}$  значе-

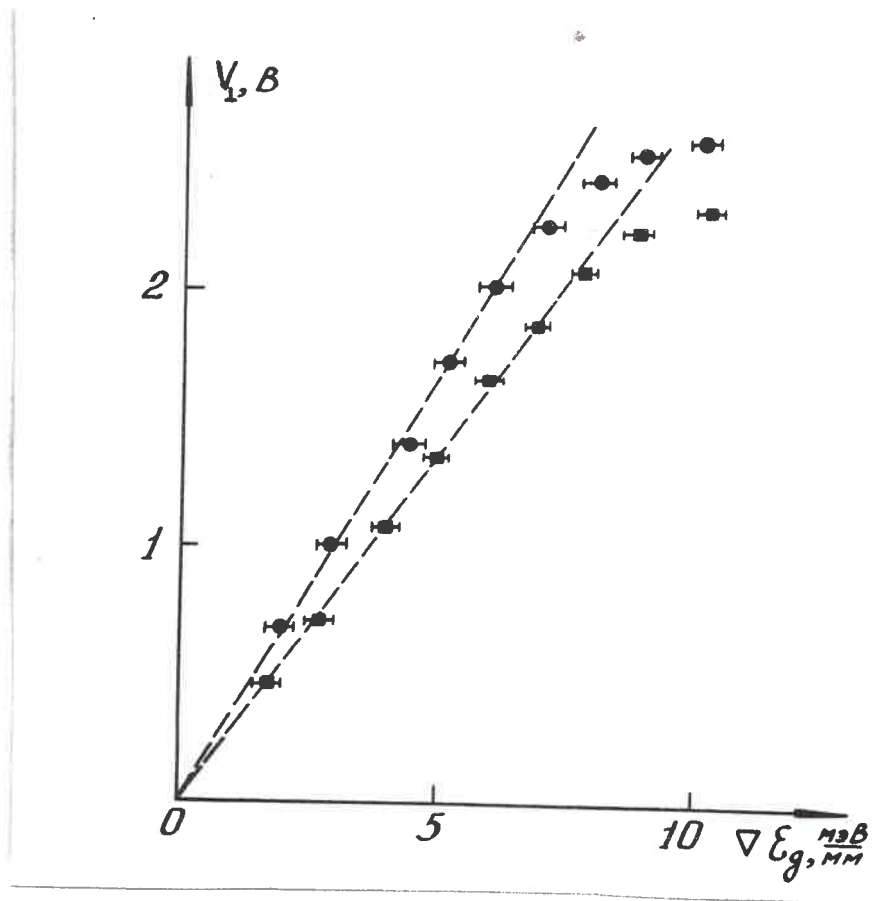


Рис. 43.

Зависимость  $V_L (\Delta E_g)$  в  $Ge\langle 100 \rangle$  (●) и  $Ge\langle 111 \rangle$  (■) при  $H=0,7T$  и  $T=2K$ .

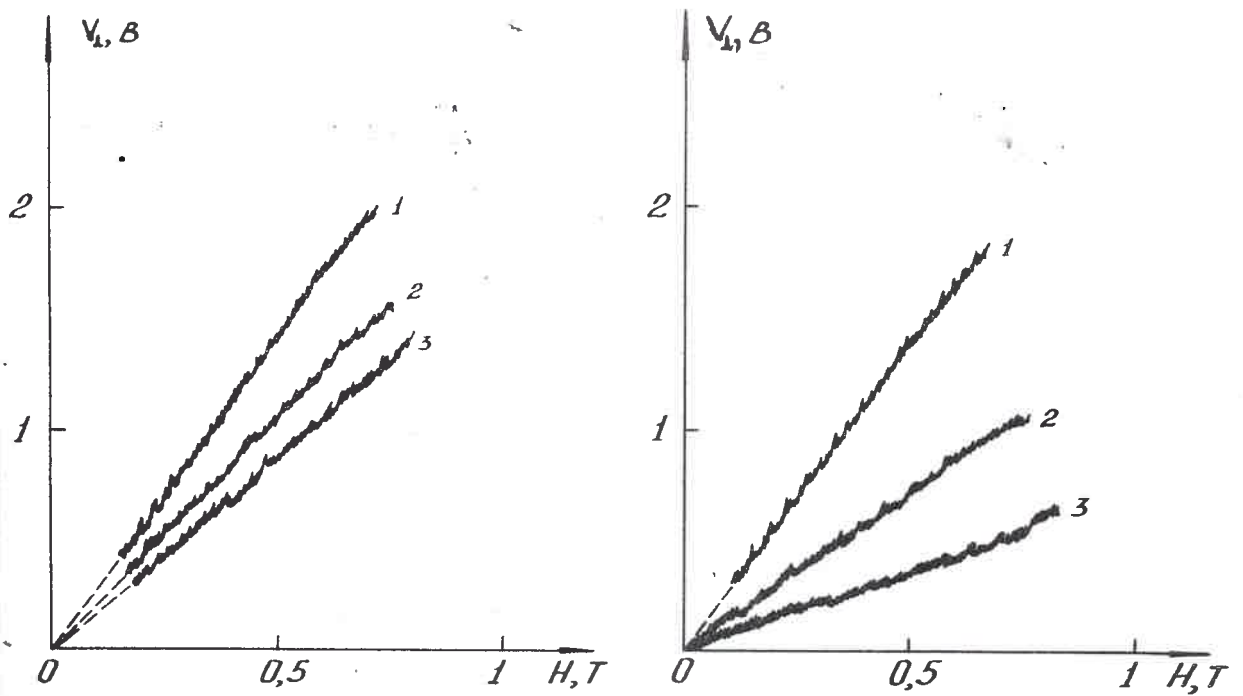


Рис. 44.

Зависимость  $V_L (H)$  в  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $\sigma E_g = 4 \text{ мЭВ/ми}$  и различных  $W$  (а) и  $T$  (б):

а)  $T = 3 \text{ К}$ ;  $W_1 = 0,5 \text{ Вт}$  ( $n_1 = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),  $W_2 = 1,5 \text{ Вт}$  ( $n_2 = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),  $W_3 = 2,5 \text{ Вт}$  ( $n_3 = 1,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).

б)  $W = 0,7 \text{ Вт}$  ( $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ );  $T_1 = 1,9 \text{ К}$ ;  $T_2 = 3,8 \text{ К}$ ;  $T_3 = 5,2 \text{ К}$ .

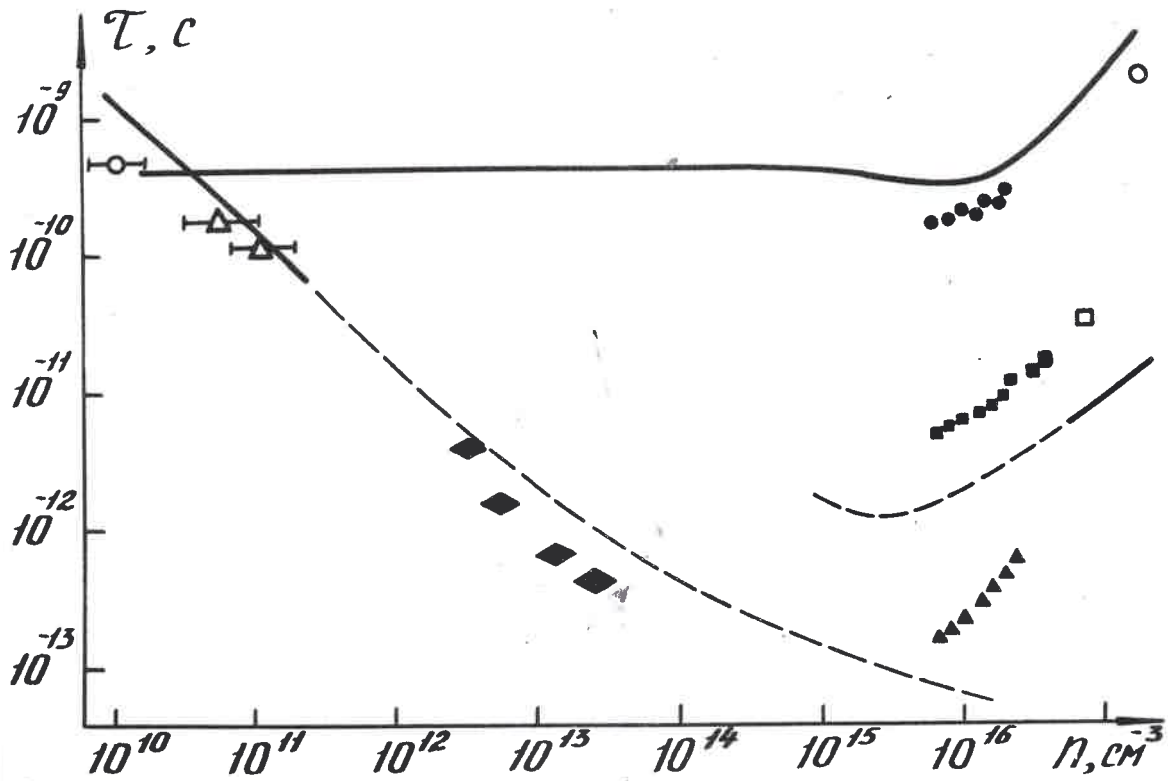


Рис. 45.

Зависимость времени релаксации импульса свободных носителей  $\tau$  от их плотности в  $Ge(\sim 100)$  при  $T=3K$  для различных механизмов рассеяния:

$$\tau_p(○, ●); \tau_{eh}(\Delta, \blacktriangle); \tau_{eff}(\square, \blacksquare); \tau_{eex}(\blacklozenge).$$

Светлые значки - данные работ 46+52, темные - результаты настоящей работы. Кривые 1, 2, 3 получены путем расчета по формулам (57), (61), (62), соответственно.

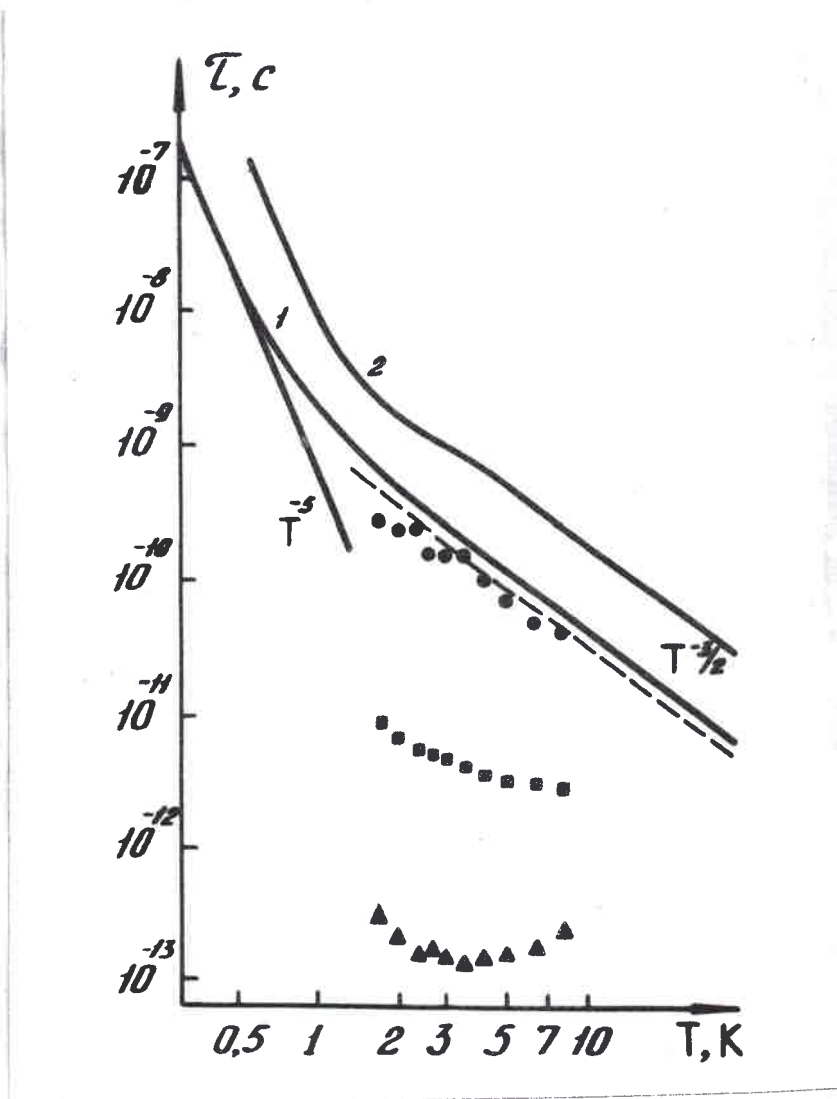


Рис. 46.

Зависимость времени релаксации импульса свободных носителей  $\tau$  от температуры в  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  для различных механизмов рассеяния:  $\tau_p$  (●);  $\tau_{eff}$  (■);  $\tau_{eh}$  (▲). Кривые 1,2 - теоретические зависимости  $\tau_p^e$  и  $\tau_p^h$ , рассчитанные по формуле (57) при  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Пунктиром показана экстраполяция зависимости  $\tau_p^e(T)$ , полученной при  $T \geq 20^\circ \text{K}$  [89], в область температур  $T=2+10\text{K}$ .

ний  $\tau_p^e$ , найденных экспериментально при  $T \geq 20K$  для классического газа электронов [89]. Видно, что согласие является вполне удовлетворительным.

Таким образом, изучение напряжения холостого хода в ОПМ эффекте позволило определить величину  $\tau_p^e$  в плотной скомпенсированной  $e-h$  плазме и для определения  $\tau_{eh}$  в ней, необходимы измерения поперечного магнитосопротивления.

### § 3. Электронно-дырочное рассеяние [82].

Плотная скомпенсированная  $e-h$  плазма уникальна в том смысле, что ее статическая проводимость (2) определяется временем рассеяния, если  $\tau_{eh} < \tau_p^e$  [45]:  $\sigma = ne^2 \tau_{eh} (m_e^{-1} + m_h^{-1})$ . Однако, как показано в [45, 56], не существует поперечного магнитосопротивления, обусловленного рассеянием между носителями:  $\rho_{\perp}(H)$  не может зависеть от  $\tau_{eh}$  (и  $\tau_{ee}$ ). Это обстоятельство связано с тем, что проводимость в поперечном магнитном поле сводится к движению центров орбит электронов и дырок вдоль и против направления электрического поля. При  $e-h$  столкновениях центры орбит рассеивающихся частиц смещаются в одну сторону и, следовательно, такие процессы не могут давать вклад в проводимость. Изменение проводимости плотной скомпенсированной  $e-h$  плазмы в поперечном магнитном поле целиком определяется рассеянием носителей на решетке (фононах, примесях, дефектах). Следуя работам [45, 56], можно записать  $\rho_{\perp}(H)$  в виде

$$\rho_{\perp}(H) = \rho_{\perp}(0) (1 + \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_{eff}^2), \quad (59)$$

$$\tau_{eff}^2 = \tau_p^e \tau_p^h \tau_{eh} \left( \tau_{eh} + \frac{m_{ce} \tau_p^h + m_{ch} \tau_p^e}{m_{ce} + m_{ch}} \right)^{-1}. \quad (60)$$

Величина  $\tau_{eff}$ , определяемая обычно в эксперименте, содержит  $\tau_{eh}$  и при  $\tau_{eh} < \tau_p^e, \tau_p^h$ ,  $\tau_{eff}^2 \approx \tau_p \tau_{eh}$ , где  $\tau_p$  - меньшее из времен  $\tau_p^e$  и  $\tau_p^h$ .

Фотоэлемент на основе ФГПМ-эффекта имеет строго омическую вольт/амперную характеристику в диапазоне плотностей возбуждения  $0,5 \text{ Вт} < \omega < 2,5 \text{ Вт}$  [81] и потому обладает определенным внутренним сопротивлением. Интенсивность излучения плазменного шнура и средняя концентрация носителей в нем не зависят от  $H$  вплоть до  $H=2T$  [77], поэтому его объем и поперечное сечение ( $L = \text{const}$ ) не изменяются в этих полях. Следовательно, изменение внутреннего сопротивления фотоэлемента в поперечном магнитном поле происходит лишь за счет изменения удельной проводимости и целиком определяется эффектом поперечного магнитосопротивления.

На рис. 47а и б показаны зависимости  $R_{\perp} (H^2)$  при различных температурах и плотностях  $e-h$  плазмы, которые в соответствии с (59) и (60) представляют собой прямые линии. Значения  $\tau_{eff}$ , найденные из  $R_{\perp} (H^2)$  при различных  $T$  и  $n$ , показаны квадратиками на рис. 45 и 46 и неплохо согласуются с данными работ [51, 52]. Имея независимые измерения  $\tau_p^e$  (которые существенно меньше чем  $\tau_p^h$ ) и  $\tau_{eff}$ , можно из (60) определить величину  $\tau_{eh}$ . Зависимости  $\tau_{eh}(n)$  и  $\tau_{eh}(T)$  показаны треугольниками на рис. 45 и 46, соответственно. Отличительной особенностью  $e-h$  рассеяния является увеличение  $\tau_{eh}$  с ростом температуры, наблюдающееся при  $T > 3K$  (см. рис. 46), когда газ электронов с  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  оказывается невырожденным. Это связано с тем, что в невырожденном газе рост температуры приводит к увеличению средней кинетической энергии электронов и, следовательно, к уменьшению их сечения рассеяния на дырках. При  $T < 3K$  определяющим оказывается множитель  $E_{Fe} E_{Fh} (kT)^{-2}$ , имеющий квантостатическую природу [92] (здесь  $E_{Fe}$ ,  $E_{Fh}$  - энергия Ферми электронов и дырок). По этой же причине на рис. 45 наблюдается увеличение  $\tau_{eh}$  от  $n$  при  $T=3K$ .

Таким образом, зависимости  $\tau_{eh}(n)$  и  $\tau_{eh}(T)$  имеют минимумы  $\tau_{eh}^{min}$  при  $n_0$  и  $T_0$ , когда химический потенциал газа электронов обращается в ноль и заметную роль начинает играть квантостатистический множитель  $E_{Fe} E_{Fh} (kT)^{-2}$ , т.е. при выполнении условия  $n_0 = \frac{1}{\pi^2} (2me kT/\hbar^2)^{3/2} F_{1/2}(0)$ , где  $F_{1/2}$  - интеграл Ферми. Хотя в этой работе экспериментально доступный диапазон плотностей и температур был небольшой, тем не менее в нем значение  $\tau_{eh}^{min}$  практически не зависело от  $n$  и  $T$  и составляло  $1-1,5 \cdot 10^{-13}$  с. Отметим, во-первых, что характерное "кулоновское" время  $\tau = \hbar/Ry = 2,4 \cdot 10^{-13}$  с близко подходит к значению  $\tau_{eh}^{min}$ , и, во-вторых, что подобная зависимость  $\tau_{eh}(n)$  с  $\tau_{eh}^{min} \approx 10^{-13}$  с наблюдалась при высоких температурах ( $T=2\theta + 300K$ ) в работе [93].

Механизмы рассеяния носителей заряда в фотовозбужденной плазме при низких температурах экспериментально изучались в работах [20, 46+52] в области малых плотностей  $n < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и очень больших  $n > 0,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Сводка имеющихся экспериментальных и теоретических данных представлена на рис. 45. В настоящей работе изучена область плотностей  $0,7-1,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , интересная прежде всего тем, что  $e-h$  рассеяние в этой системе оказывается наиболее сильным, поскольку плотность носителей уже достаточно велика, а квантостатистический множитель ( $E_{Fe} E_{Fh} (kT)^{-2}$ ) еще близок к единице, в результате чего, практически все частицы могут участвовать в процессах рассеяния. Кроме того, при  $T \sim 2-7K$  в этой системе доминирующим оказывается именно кулоновское взаимодействие электронов и дырок (характерная энергия этого взаимодействия  $Ry = e^4 m_0 / 2 \epsilon^2 \hbar^2 = 2,65 \text{ мэВ}$ , в то время как средняя кинетическая энергия носителей  $\langle E_x \rangle < 1 \text{ мэВ}$  при  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Отметим, что теория  $e-h$

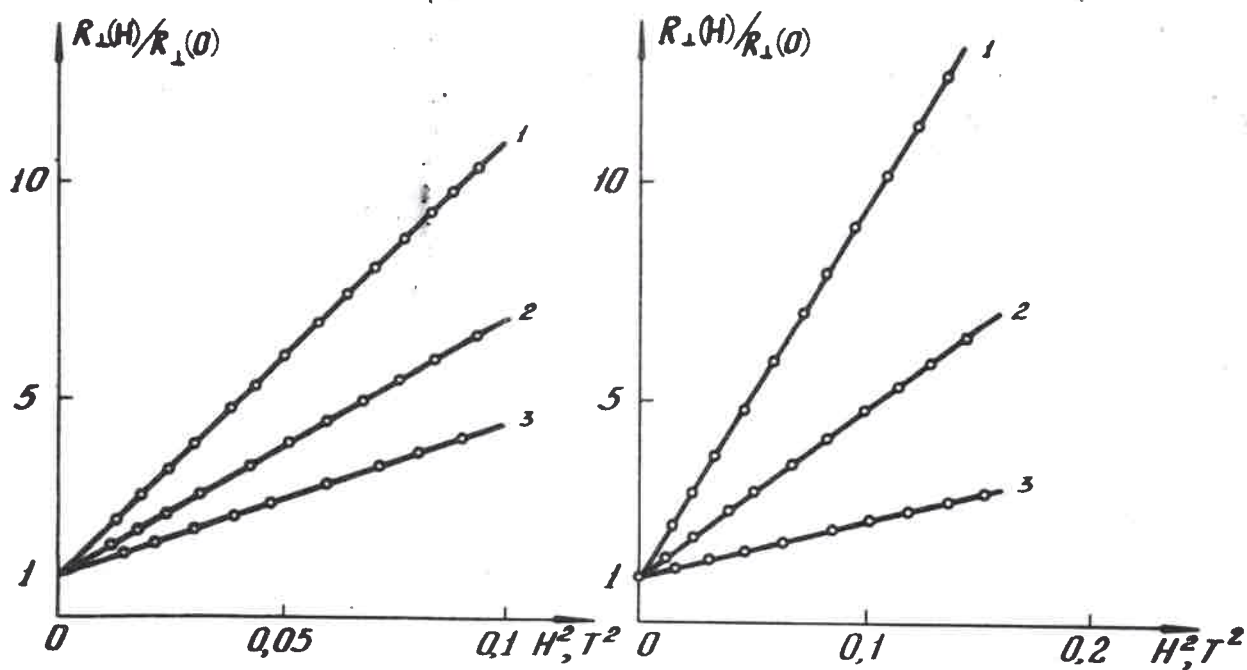


Рис. 47.

Зависимость поперечного магнитосопротивления  $R_{\perp}(H)$  от  $H^2$  в  $Ge\langle 100 \rangle$  при различных  $W$  (а) и  $T$  (б):

а)  $T=3K$ ;  $W_1=2,4Вт$  ( $n_1=1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),  $W_2=1,8Вт$  ( $n_2=10^{16} \text{ см}^{-3}$ ),  $W_3=0,6Вт$  ( $n_3=7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).

б)  $W=0,7Вт$  ( $n=7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ );  $T_1=2K$ ;  $T_2=3,5K$ ;  $T_3=8K$ .

рассеяния с доминирующим кулоновским взаимодействием отсутствует, хотя в литературе обычно обсуждаются два подхода. Первый [48] основан на известной формуле Брукса-Херринга, полученной для рассеяния на экранированном кулоновском центре (ионизированной примеси):

$$\tau_{eh}^{-1} = 8\pi n \nu \left( \frac{e^2}{4\epsilon \langle E_k \rangle} \right)^2 \left[ \ln(1 + \Delta_0^{-1}) + (1 + \Delta_0)^{-1} \right], \quad (61)$$

где  $\Delta_0 = \hbar^2 (4\mu_0^2 a_0 \nu^2)^{-1}$ ;  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость,

$a_0$  - радиус экранирования,  $\mu_0$  - приведенная масса электрона и дырки,  $\nu$  - средняя скорость носителей. Формула (61) получена

Бруксом и Херрингом [94] в борновском приближении для невырожденного газа электронов малой плотности и условие ее применимости:

$R_y \ll \langle E_k \rangle = 1,5kT$ . Выдающиеся для  $\tau_{eh}$  аналогичное (61) можно найти в теории классической плазмы [95], в которой малым параметром является отношение средней кулоновской энергии к температуре:

$g = en^{1/3} / (\epsilon kT) \approx \frac{R_y}{\Gamma_3 kT} \ll 1$ . В этом случае корреляционные эффекты пренебрежимо малы ( $\sim g$ ) и поэтому неудивительно, что выражение (61) правильно описывает экспериментальные данные работы [48], полученные при

$n < 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и  $T \approx 3\text{К}$ . С другой стороны, в плазме, изучаемой в настоящей работе ( $n \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \approx 3\text{К}$ ), кулоновское взаимодействие носителей доминирует и параметр  $g \approx 2$ . Тем не менее, как видно из рисунка 45, величины  $\tau_{eh}$ , полученные при  $T=3\text{К}$ , также неплохо описываются формулой (61) (кривая 3 на рис.45), причем согласие получается особенно хорошим, если в выражении (61) учесть квантостатистический множитель  $\langle E_k^e \rangle \langle E_k^h \rangle (4,5kT)^{-2}$ . Кроме того, если в (61) подставить значение плотности, при которой реализуется переход от классической плазмы к вырожденной  $n_0 \approx (m k T_0 / \hbar^2)^{3/2}$  и пренебречь слабой логарифмической функцией, то  $\tau_{eh}^{\text{min}} = \hbar / R_y$ , что соответствует эксперименту.

Другое выражение для  $\tau_{eh}$  предложено в [96]:

$$\tau_{eh}^{-1} = (4\pi n/3)^{1/3} (\nu_{Fe} \nu_{Fh})^{1/2} (kT)^2 (E_{Fe} E_{Fh})^{-1}, \quad (62)$$

здесь  $\nu_{Fe}, \nu_{Fh}$  - Фермиевские скорости носителей. Как нетрудно видеть, в формулу (62) заложена лишь квантовая статистика носителей заряда и среднее время межчастичного пробега, а кулоновское взаимодействие электронов и дырок отсутствует вообще. Поэтому следует ожидать, что выражение (62) будет правильно описывать  $\tau_{eh}$  лишь при  $\Gamma_S \ll 1$ , когда фермиевские энергии носителей будут существенно больше их энергии кулоновского взаимодействия (в частности формула (62) может оказаться справедливой в полуметаллах). Величины  $\tau_{eh}$ , вычисленные по формуле (62) (кривая 4 на рис. 45), оказываются несколько больше экспериментальных значений, что очевидно, связано с пренебрежением в (62) кулоновским сечением рассеяния. С другой стороны, формулу (62) можно использовать для определения  $\tau_{eh}$  нескоррелированных электронов и дырок (т.е. без учета кулоновских эффектов) и определить фактор увеличения  $g_{eh}(0)$ , который по определению равен отношению вероятностей нахождения электрона на месте дырки в случае скоррелированных и нескоррелированных носителей [10]. Если бы такой подход был правомерен, то позволил бы при различных  $n$  и  $T$  определить величину  $g_{eh}(0)$ , представляющую особый интерес для теории, поскольку именно этот параметр наиболее чувствителен к теоретическим приближениям [10]. Величина  $g_{eh}(0)$  при  $T=2K$  и  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $\Gamma_S \approx 2$ ), полученная в результате такой обработки, составляет  $10 \pm 1$  и близко подходит к значениям  $g_{eh}(0)$ , найденным в [14].

Характерно, что найденному из гальваномагнитных исследований транспортному времени релаксации импульса при электронно-дырочном рассеянии, не отвечает неопределенность в энергии  $\delta E \approx \hbar / \tau_{eh} \approx 4 \text{ мэВ}$ , которая проявлялась бы в виде уширения спектров излучатель-

ной рекомбинации  $e-h$  плазмы, поскольку полуширина линии излучения плазмы  $P$  составляет  $\approx 2\text{ мВ}$  (см. гл. 3) и, например, практически не зависит от температуры, в то время как  $\tau_{eh}$  зависит от нее существенно (рис. 46). По-видимому, это связано с тем, что при рекомбинации электронов и дырок (которая хорошо описывается в одночастичном приближении даже при  $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 3\text{ К}$  [68])  $e-h$  рассеяние, являясь внутренним процессом, может определить  $\Delta E$  каждой из частиц, но не влияет на суммарную энергию рекомбинирующих носителей, которая и проявляется в спектре излучения. Однако ответ на этот вопрос требует строгого решения и может представлять определенный интерес с теоретической точки зрения.

#### § 4. Электрон-экситонное рассеяние [82].

До сих пор мы изучали электронные транспортные свойства системы, при плотностях возбуждения, превышающих моттовскую (в  $\text{Ge}$   $n_c = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [77]), когда практически все экситоны ионизируются вследствие экранировки кулоновского взаимодействия. С другой стороны, при  $n < n_c$  в  $e-h$  системе доминируют экситоны и биэкситоны, концентрация которых в  $\text{Ge} \langle 100 \rangle$  при  $T \approx 2\text{ К}$  может достигать значений  $1,42 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , соответственно (см. гл. 2). В такой системе проводимость может определяться электрон-экситонными столкновениями (здесь и далее мы не различаем электрон-экситонные и электрон-биэкситонные столкновения, а также дырочно-экситонные и дырочно-биэкситонные называя их  $e-ex$ ,  $\tau_{eex}$ ). Интересно, что хотя формально  $e-ex$  механизм рассеяния не может быть отнесен к решеточному (в классификации работы [45]), в эффекте поперечного магнитосопротивления он вполне аналогичен решеточным механизмам, поскольку при рассеянии электрона на электронейтральном

экситоне происходит перенос заряда и, следовательно, этот механизм рассеяния может определять статическую проводимость в поперечном магнитном поле.

Механизм  $e-ex$  рассеяния изучался в недеформированном Ge при  $T=4,2K$  и плотности  $e-h$  системы  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в работе [49], где было показано, что он аналогичен механизму рассеяния электрона на нейтральной примеси, для которого [97]:

$$\tau^{-1} = \frac{5Nk_e e^2}{2\pi \epsilon E_0 \mu_x} = \frac{20k^3 \epsilon N}{e^2 \mu_x^2}, \quad (63)$$

где  $N$  - концентрация нейтральных примесей (экситонов),  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость Ge,  $E_0$  - энергия ионизации примеси (экситона),  $\mu_x$  - приведенная масса электрона и примеси (экситона). Поскольку при концентрациях нейтральных примесей  $N \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  электрон-примесный механизм рассеяния при низких температурах ( $T \approx 2K$ ) оказывается доминирующим [55], следует ожидать, что  $e-ex$  механизм будет определять статическую проводимость  $e-h$  системы при  $T \approx 2K$  и плотности  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  как без поперечного магнитного поля, так и в его присутствии:

$$R_{\perp}(H) = R_{\perp}(0) [1 + \omega_{ce} \omega_{ch} \tau_{ee}^2], \quad (64)$$

$$R_{\perp}(0) = L/S_x \cdot \frac{m}{n e^2 \tau_{ee}}, \quad (65)$$

где  $L$  - расстояние между контактами,  $S_x$  - поперечное сечение.

Мы изучали поперечное магнитосопротивление  $e-h$  системы, находящейся в аксиально симметричной потенциальной яме, замкнутой на контакты ( $n \parallel p \parallel < 100 >$ , см. рис.25). С целью исключения эффектов пробоя и дрейфа  $e-h$  плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях необходимо было использовать электрическое поле  $\mathcal{E} < 10^{-2} \text{ В/см}$  [51]. Поэтому для исключения фотогальваномагнитных полей, имеющих масштаб  $\sim 1 \text{ В/см}$ , экспериментально создавались

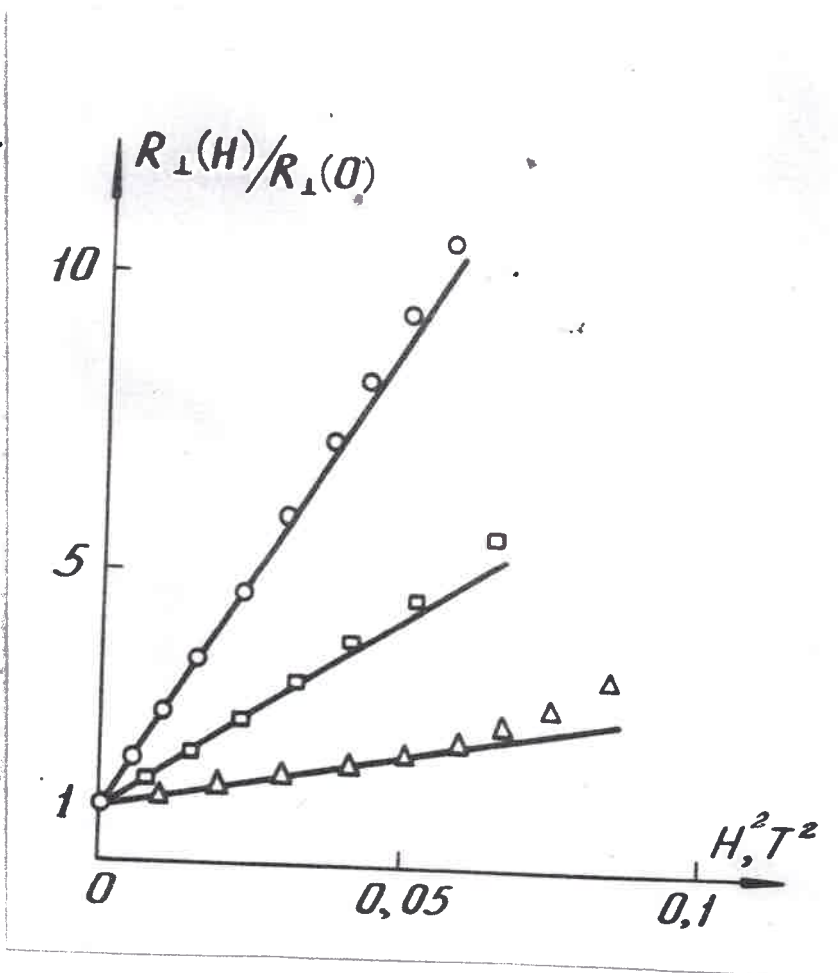


Рис. 48.

Зависимость поперечного магнитосопротивления  $R_{\perp}(H)$  в  $e-h$  системе, находящейся в потенциальной яме в  $Ge \langle \sim 100 \rangle$ , от  $H^2$  при  $T=2,2K$ ,  $P=480MПа$  и различных  $W$  :

$W=20mВт$ ,  $n_g = 1,2 \cdot 10^{14} cm^{-3}$  (○);  $W=35mВт$ ;  $n_g = 1,8 \cdot 10^{14} cm^{-3}$  (□);  $W=90mВт$ ;  $n_g = 4 \cdot 10^{14} cm^{-3}$  (△).

условия, при которых фотовозбужденные носители дрейфовали в потенциальную яму практически вдоль направления магнитного поля (рис.25).

На рис. 48 показаны характерные зависимости  $R_{\perp}(H^2)$  при различных значениях плотности газа экситонов и биэкситонов ( $n_g$ ), которая определялась по спектрам излучательной рекомбинации. (Отклонение зависимостей  $R_{\perp}(H^2)$  от прямой линии, связанное с изменением энергии ионизации экситона в магнитном поле, было существенно лишь при  $H > 0,5T$ ). Наличие двух линий излучения: экситонов (FE) и биэкситонов (M) (рис.49), позволяет по отношению интегральных интенсивностей этих линий ( $I_M/I_{FE}$ ) с хорошей точностью определить величину химического потенциала газовой фазы  $\mu_{FE}$  и плотности экситонов ( $n_{FE}$ ) и биэкситонов ( $n_M$ ) [62]:

$$I_M/I_{FE} = 2,3 \cdot \sqrt{2} \exp\left(-\frac{|\mu_{FE}| - \Delta_M}{kT}\right), \quad (66)$$

$$n_i = g_i \frac{(m_i kT)^{3/2}}{\sqrt{2} \pi^2 \hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{z} dz}{\exp(z - \mu_i/kT) - 1}, \quad i = FE, M, \quad (67)$$

где  $g_{FE}=4$ ;  $g_M=1$ ;  $\mu_M = 2\mu_{FE} + \Delta_M$ ;  $\Delta_M = 0,27\text{мэВ}$  [63] - энергия связи биэкситона. Величина  $\tau_{eex}$ , определенная из  $R_{\perp}(H^2)$ , оказалась чувствительной только к одному параметру - плотности газа экситонов и биэкситонов  $n_g$  и не зависела, например, от температуры при  $n_g = \text{const}$ .

На рис.50 представлена зависимость  $\tau_{eex}(n_g)$  при  $T=2,2K$ , которая хорошо согласуется в диапазоне плотностей  $2 \cdot 10^{14} + 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  с теоретической зависимостью, вычисленной по формуле (63).

Отклонение от прямой линии при  $n_g < 2 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  отвечает смене доминирующего механизма рассеяния, причем, судя по температурной зависимости ( $\tau_{eff}$  увеличивается с ростом температуры при  $n_g < 2 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  по закону  $\tau_{eff} \sim T^{+0,4}$ ), самое короткое время релаксации импульса в этом случае соответствует  $e-h$  меха-

низму рассеяния.

Кроме измерений поперечного магнитосопротивления при  $n_g < 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , мы также изучили  $R_{\perp}(H)$  в ЭДЖ с  $n = 1,4 + 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , полностью заполняющей аксиальносимметричную потенциальную яму. Эти измерения хорошо согласовывались с результатами § 3, гл. 4 и позволили определить площадь поперечного сечения потенциальной ямы:  $S_x = 0,7 \pm 0,1 \text{ мкм}^2$  (эта величина практически не зависит от плотности  $e-h$  плазмы и температуры). Полученное значение  $S_x$ , а также форма линии излучения экситона  $FE$  (рис. 49) подтверждает выводы [76] о том, что при больших и близких размерах кристалла ( $L = 2 \text{ мкм}$ ) и острия деформирующей призмы ( $a \approx 0,7 \text{ мкм}$ ), величина  $S_x \approx a^2$  и слабо зависит от энергии носителей.

Независимое измерение  $\tau_{eex}$  по эффекту поперечного магнитосопротивления позволило найти плотность свободных носителей в потенциальной яме, определение которой обычно связано с большими трудностями [43]. На рис. 51 показаны зависимости плотностей свободных носителей, экситонов и биэкситонов (вплоть до их конденсации в ЭДЖ) в потенциальной деформационной яме от мощности при возбуждении нижней части кристалла (рис. 25). Возникновение конденсированной фазы в  $e-h$  системе обычно сопровождалось увеличением плотности свободных носителей. Зависимость  $\tau_{eex}(n)$  при  $T = 3 \text{ К}$  представлена на рис. 45. Кроме того, мы построили фазовую диаграмму газ-ЭДЖ для  $e-h$  системы, находящейся в потенциальной яме в  $Ge \langle 100 \rangle$ , и определили вдоль ее границы парциальный состав  $e-h$  газа, включая в рассмотрение свободные электроны и дырки (рис. 52). При построении диаграммы использовались экспериментальные приемы, подробно описанные в § 6, гл. 2. Интересно, что фазовые диаграммы однородно и неоднородно сжатых кристаллов  $Ge \langle 100 \rangle$  отли-

чаются: в однородно скатом  $Ge\langle 100 \rangle$  1) критическая температура ЭДЖ существенно ниже, 2) плотность ЭДЖ значительно меньше.

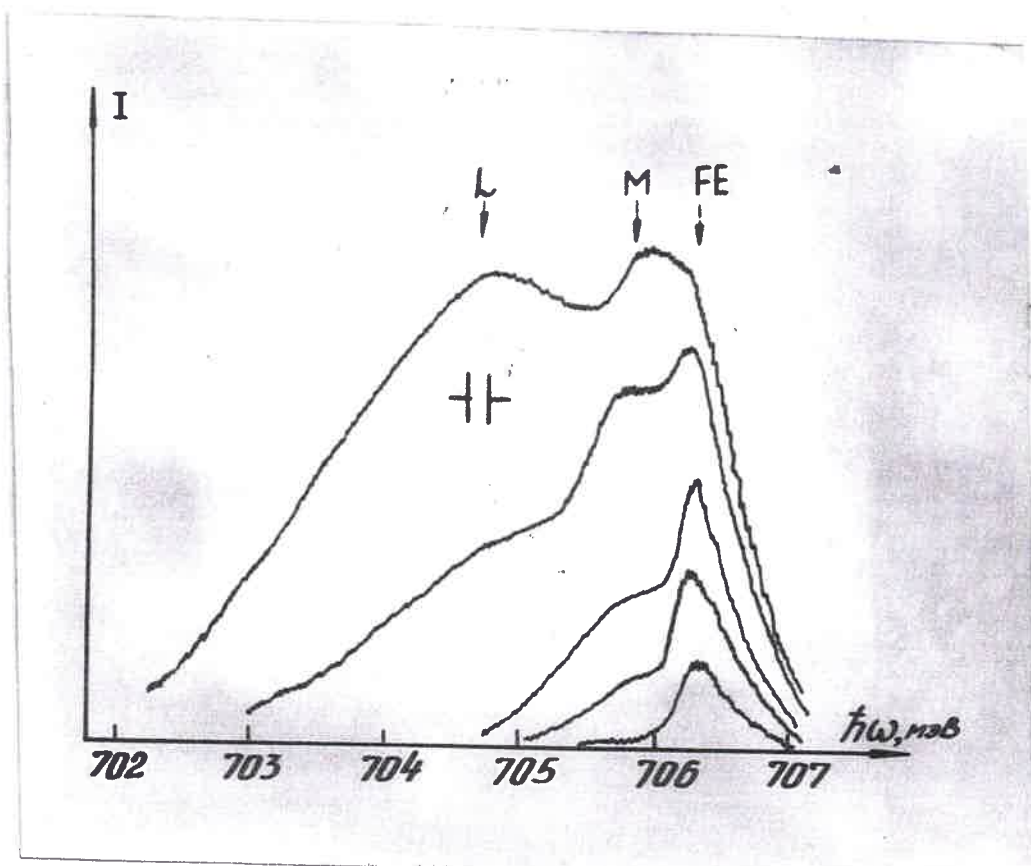


Рис. 49.

Спектры излучения « $e-h$ » системы, находящейся в аксиально-симметричной потенциальной яме в  $Ge\langle 100 \rangle$ , при  $P=480 \text{ МПа}$ ,  $T=2,2 \text{ К}$  и различных  $W$ .

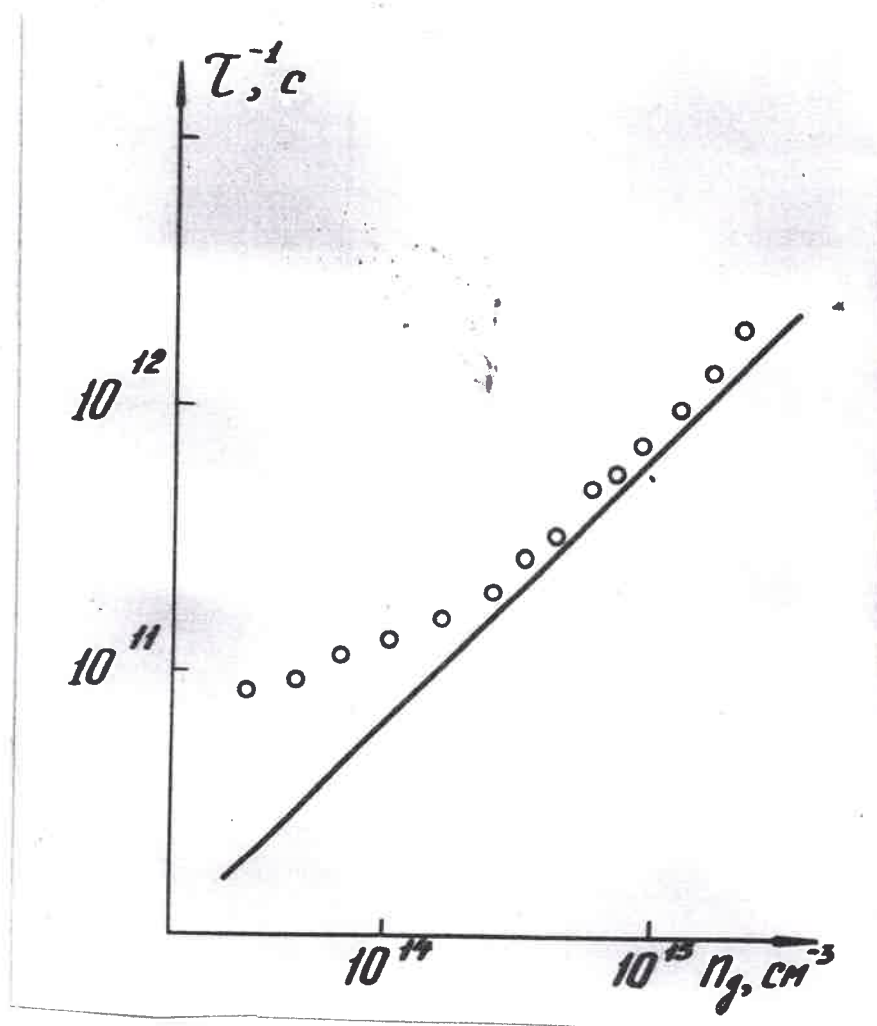


Рис. 50.

Зависимость времени релаксации импульса  $\tau$  от плотности газа экситонов и биекситонов в  $Ge\langle 100 \rangle$  при  $P=480\text{МПа}$ ,  $T=2,2\text{К}$ . Прямой линией показана зависимость  $\tau_{\text{ex}}(n_g)$ , вычисленная по формуле (63).

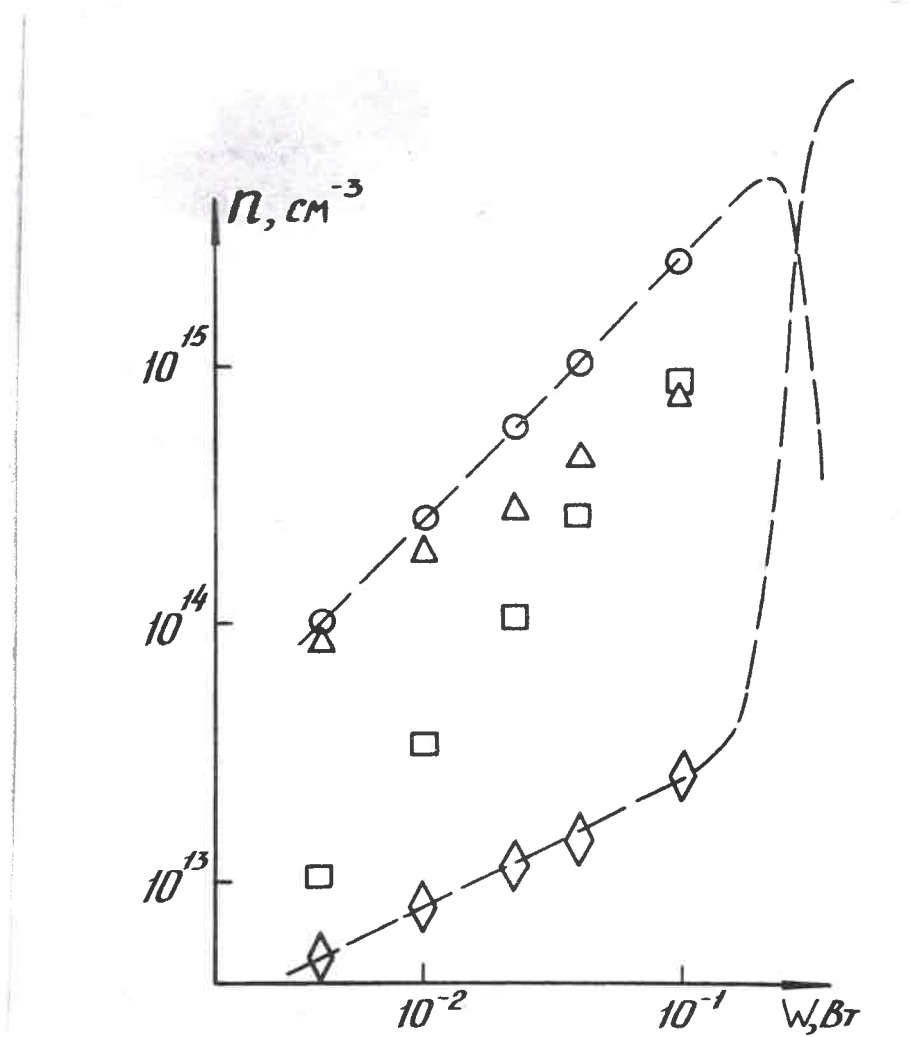


Рис. 51.

Изменение плотностей экситонов ( $\triangle$ ), экситонных молекул ( $\square$ ), свободных носителей ( $\diamond$ ) и полной плотности газовой фазы ( $\circ$ ) в потенциальной яме в  $Ge\langle 100 \rangle$ , при увеличении мощности возбуждения  $W$  вплоть до начала конденсации в ЭДЖ при  $T=2K$ .

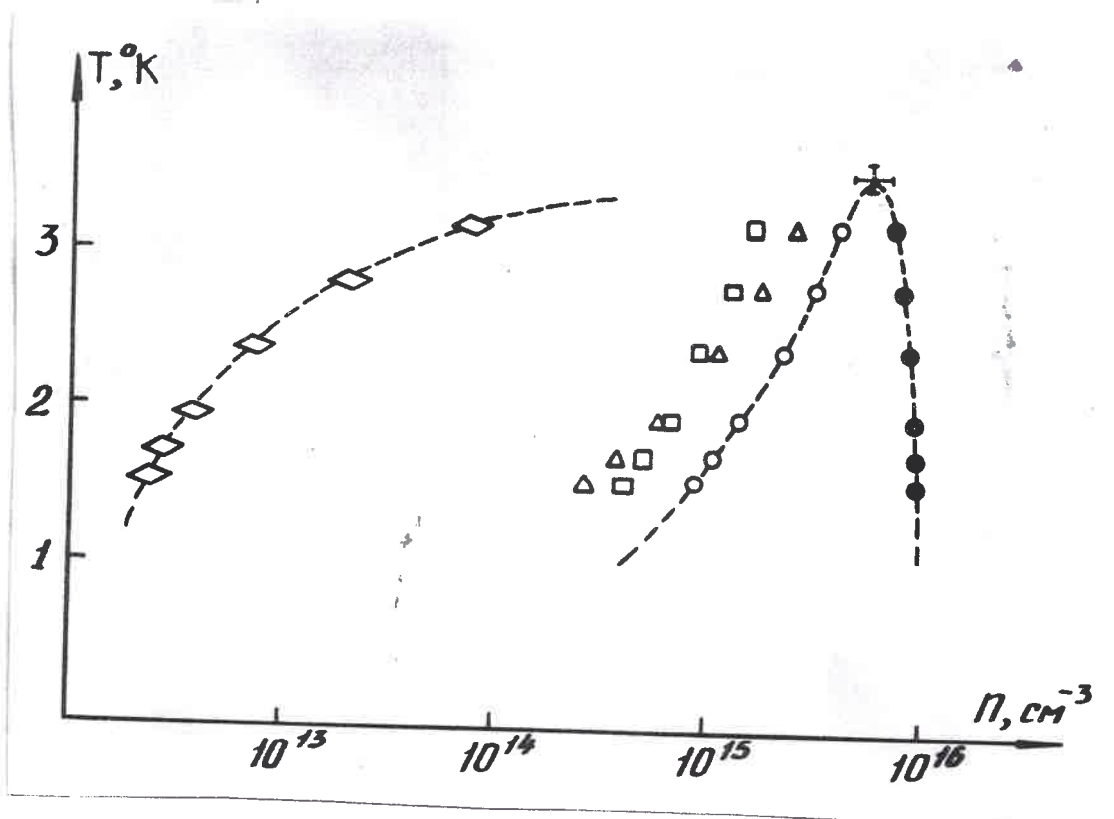


Рис. 52.

Фазовая диаграмма газ-ЭДЖ  $e-h$  системы, находящейся в потенциальной яме в  $\text{Ge} \langle 100 \rangle$ , при  $P=550 \text{ МПа}$  (газ ( $\circ$ ), ЭДЖ ( $\bullet$ )). Парциальный состав газовой фазы указан вдоль границы фазовой диаграммы: экситоны ( $\triangle$ ), экситонные молекулы ( $\square$ ), свободные носители ( $\diamond$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим основные результаты работы:

1. Создана методика однородной деформации кристаллов германия, позволяющая получать давления до 600МПа с неоднородностью не более  $10^{-3}$ .

2. В спектре излучения одноосно сжатого  $Ge\langle 100 \rangle$  обнаружена новая линия, отвечающая излучательному распаду экситонных молекул. Определена величина энергии связи экситонной молекулы, которая в  $Ge\langle 100 \rangle$  оказалась равной  $\Delta_m = 0,27 \pm 0,05$  мэВ.

3. В одноосно деформированном  $Ge\langle 100 \rangle$  обнаружена диссоциация экситонных молекул в магнитном поле  $H \geq 1,5T$ , связанная с отталкиванием экситонов с ориентированными по опину носителями.

4. Исследованы свойства ЭДЖ в одноосно сжатых кристаллах  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle III \rangle$ , особенности спектра их излучения, влияние слабого легирования мелкими примесями и определены плотность и энергия связи конденсированной фазы.

5. Построены фазовые диаграммы газ-ЭДЖ в  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle III \rangle$  и вдоль границы определен парциальный состав газовой фазы, включая в рассмотрение экситоны, биэкситоны и в некоторых случаях свободные носители.

6. Обнаружена дестабилизация слабосвязанной ЭДЖ в  $Ge\langle 100 \rangle$  по отношению к экситонному терму при включении слабого магнитного поля ( $H \approx 0,5T$ ). Явление объясняется в рамках приближения полной плотности для обменно-корреляционной энергии.

7. В спектрах люминесценции однородно деформированных  $Ge\langle 100 \rangle$  и  $Ge\langle III \rangle$  обнаружена новая линия излучения, являющаяся спутником линии ЭДЖ. Особенности поведения этой линии при различных деформациях, температурах и магнитных полях объясняется в терминах рекомбинации  $e-h$  пар в ЭДЖ с испусканием плазмона.

8. Обнаружен и исследован фотогоальваноферромагнитный эффект в неоднородно сжатом германии, в котором силой, вызывающей движение неравновесных носителей заряда перпендикулярно магнитному полю, служит градиент ширины запрещенной зоны, создаваемый неоднородным сжатием кристалла.

9. Обнаружено ионизационное разрушение экситонов вследствие экранировки кулоновского взаимодействия носителей, которое сопровождается гигантским скачком фототока в ФГМ эффекте и одновременным появлением линии излучения  $e-h$  плазмы.

10. Показано, что каналы ЭДЖ, движущиеся в достаточно сильном поле неоднородной деформации ( $\nabla E_g \geq 10 \text{ мэВ/мм}$ ) с околосвуковыми скоростями, избирательно разогреваются и испаряются на экситоны.

11. Обнаружен и исследован магнитогидродинамический механизм дестабилизации каналов ЭДЖ, заключающийся в том, что в движущихся поперек магнитного поля каналах ЭДЖ, окруженных плотным газом экситонов и свободных носителей, возникает холловский ток, который разогревает носители в ЭДЖ.

12. Исследованы механизмы рассеяния фотовозбужденных носителей заряда и при различных температурах и плотностях определены времена рассеяния на акустических фононах, экситонах, а также время электронно-дырочного рассеяния.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность В.Б.Тимефеву за научное руководство работой, постоянную помощь, поддержку и многочисленные дискуссии, которые явились для меня источником вдохновения. Я благодарен В.Д.Кулаковскому, пятилетнее сотрудничество с которым было чрезвычайно полезным,

плодотворным и исключительно приятным. Невозможно переоценить ту помощь, которую оказали Е.Е.Бисти, С.Э.Есипов, Т.Г.Трагас, В.М.Эдельштейн в процессе выполнения этой работы.

Чрезвычайно полезными для понимания некоторых вопросов были обсуждения с В.Ф.Гантмахером, С.В.Морданским, Л.В.Келдышем, И.Б. Левинсоном, Я.Е.Покровским. Автор признателен С.И.Губареву и А.В.Малявкину за плодотворные дискуссии и поддержку, а также всем сотрудникам Лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ АН СССР, без помощи которых выполнение данной работы было бы невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haynes J. R. Experimental observation of the excitonic molecule. -Phys. Rev. Lett., 1966, v.17, p.860-862.
2. Lampert M.A. Mobile and immobile effective-mass-particle complexes in nonmetallic solids. -Phys. Rev. Lett., 1958, v.1, p.450-453.
- Москаленко С.А. К теории экситона Мотта в щелочно-галлоидных кристаллах. - Оптика и спектроскопия, 1958, т.5, с.147-155.
3. Benoit a la Guillame C, Parodi O. Zeeman effect on intrinsic radiative recombination in germanium. -Jour. of Electr. and Contr. 1959, v.6, p.356-359.
4. Келдыш Л.В. Заключительное слово. - Труды IX Международной конференции по физике полупроводников. Москва, "Наука", 1968, т.2, с. 1384-1392.
5. Аснин В.М., Рогачев А.А. Переход Мотта в системе экситонов в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1968, т.7, с. 464-467.
6. Аснин В.М., Рогачев А.А. Конденсация экситонного газа в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, с.415-419.
7. Покровский Я.Е., Свистунова К.И. Возникновение конденсированной фазы неравновесных носителей заряда в германии. -Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, с.435-438.
8. Бавилов В.В., Зяц В.А., Мурзин В.Н. Резонансное поглощение, рассеяние и излучение электронно-дырочных капель в германии в области их плазменной частоты. - Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.304-309.
9. Багаев В.С., Галкина Т.И., Гоголян О.В., Келдыш Л.В. Движение электронно-дырочных капель в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.309-313.

10. Rice T.M. The electron-hole liquid in semiconductors: theoretical aspects. - Solid State Physics, 1977, v.32, p.1-86.
11. Hensel J.C., Phillips T.G., Thomas G.A. The electron-hole liquid in semiconductors: experimental aspects.- Solid State Physics, 1977, v.32, p.87-314.
12. Brinkman W.F., Rice T.M., Electron-hole liquid in semiconductors. - Phys. Rev., ser.B, 1973, v.7, p.1508-1523.
13. Combescot M., Nozieres P. Condensation of excitons in germanium and silicon. - J. of Phys., ser.C, 1972, v.5, p.2369-2391.
14. Vashishta P., Bhattacharyya P., Singwi K.S. Electron-hole liquid in many-band systems. I. Ge and Si under large uniaxial strain. - Phys. Rev., ser.B, 1974, v.10, p.5108-5126.
15. Vashishta P., Das S.G., Singwi K.S. Thermodynamics of the electron-hole liquid in Ge, Si and AsGa. - Phys. Rev. Lett., v.33, p.911-914.
16. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М. Наука, 1972.
17. Kirczenow G., Singwi K.S. Ground state properties of the electron-hole liquid in Ge under 111 uniaxial stress. - Phys. Rev., ser.B, 1979, v.19, p.2117-2123.
18. Singwi K.S., Tosi M.P., Land R.H., Sjölander A. Electron correlations at metallic densities. - Phys. Rev., 1968, v.176, p.589-599.
19. Bagaev V.S., Galkina T.I., Gogolin O.V. Excitons in germanium at high concentrations and low temperatures.- Proceed. of 10th Intrn. Conf. of Phys. Semicond., Cambridge, 1970, p.500-503.
20. Алексеев А.С., Багаев В.С., Галкина Т.И. Электронно-дырочные капли в одноосно деформированном германии.- ЖЭТФ, 1972, т.63, с. 1020-1029.

21. Багаев В.С., Галкина Т.И., Гоголин О.В. Коллективные свойства экситонов в германии. - Экситоны в полупроводниках. М. Наука, 1971, с.19-31.
22. Benoit a la Guillaume C., Voos M., Salavan F. Condensation of free excitons into electron-hole drops in pure germanium.- Phys. Rev., ser.B, 1972, v.5, p.3079-3087.
23. Benoit a la Guillaume C., Salavan F., Voos M. Investigation of the radiative recombination of the excitonic molecule in Ge and Si . Proc. Int. Conf. on Luminescence, Amsterdam, 1970, p.315.
24. Покровский Я.Е., Свистунова К.И. Поляризация излучения экситонов и электронно-дырочных капель в германии, вызванная одноосным сжатием. - ЖЭТФ, 1975, т.68, с.2323-2329.
25. Thomas G.A., Pokrovskii Ja.E. Electron-hole liquid in germanium under infinite uniaxial compression. - Phys. Rev., ser.B, 1978, v.18, p.864-870.
26. Chou H-h., Wong G.K., Feldman B.J. Recombination luminescence from "hot" carriers in electron-hole droplets in stressed Ge.- Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, p.959-962.
27. Feldman B.J., Chou H-h., Wong G.K. Density and binding energy of electron-hole droplets in uniformly stressed germanium.- Sol. State Comm., 1978, v.26, p.209-211.
28. Feldman B.J., Chou H-h., Wong G.K. Electron-hole droplets in germanium in the high stress limit. - Sol. State Comm., 1977, v. 24, p.521-523.
29. Кулаковский В.Д., Тимофеев В.Б., Эдельштейн В.М. Электронно-дырочная жидкость и газ экситонов и биекситонов в одноосно деформированном кремнии. ЖЭТФ, 1978, т.74, с.372-386.

30. Markiewicz R.S., Wolfe J.P., Jeffries C.D. Microwave dimensional resonances in large electron-hole drops in germanium. - Phys. Rev. Lett., 1974, v.32, p.1357-1360.
31. Markiewicz R.S., Wolfe J.P., Jeffries C.D. Strain-confined electron-hole liquid in germanium. - Phys. Rev., ser.B, 1977, v.15, p.1988-2005.
32. Kelso S.M. Strain-confined electron-hole liquid in germanium. Density variation and compressibility. - Phys. Rev., ser.B, 1982, v.26, p.591-613.
33. Трезас Т.Г., Эдельштейн В.М. Дипольная восприимчивость непрямых экситонов в деформированном германии. - ЖЭТФ, 1981, т.81, с.696-699.
34. Hilleraas E.A., Ore A. Binding energy of the positronium molecule. - Phys. Rev., 1947, v.71, p.493-496.
35. Brinkman W.F., Rice T.M., Bell B.J. The excitonic molecules. - Phys. Rev., ser.B, 1973, v.8, p.1570-1580.
36. Adamowski A., Bednarek S., Suffczynski M. Binding energy of the biexcitons. - Sol. State Comm., 1971, v.9, p.2037-2038.
37. Thomas G.A., Rice T.M. Trions, molecules and excitons above the Mott density in Ge. - Sol. State Comm., 1977, v.23, p.359-363.
38. Кидков А.Е., Покровский Я.Е. О существовании биэкситонов и трионов в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.499-502.
39. Кулаковский В.Д., Тимофеев В.Б. Биэкситоны в спектре излучения одноосно деформированного кремния. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, с.487-491.
40. Gourley P.L., Wolfe J.P. Spatial condensation of strain-confined excitons and excitonic molecules into an electron-hole liquid in Si. - Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.526-530.

41. Mott N.F. Metall-insulator transitions, Barnes and Noble, New York, 1974.
42. Бюсти В.Е., Силин А.П. Экситонно-плазменный переход в полупроводниках. - ФТТ, 1978, т.20, с.1850-1855.
43. Кулаковский В.Д., Кукушкин И.Б., Тимофеев В.Б. Парциальный состав неравновесной электронно-дырочной системы большой плотности и экситонно плазменный переход в одноосно деформированном кремнии. - ЖЭТФ, 1980, т. 78, с.381-394.
44. Thomas G.A., Mock J.B., Capizzi M. Mott distortion of the electron-hole fluid phase diagram. - Phys. Rev., ser.B, 1979, v.18, p.4250-4259.
45. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Влияние столкновений между носителями тока на диссипативную проводимость. ЖЭТФ, 1978, т.74, с.261-267.
46. Ito R., Nakamura H., Fukai M. Anisotropic phonon scattering of electrons in germanium and silicon. - Phys. Lett., 1964, v.13, p.26-27.
47. Hensel J.C., Suzuki K. Quantum resonances in the valence band of germanium: II. Cyclotron resonances in uniaxially stressed crystals. - Phys. Rev., ser. B, 1974, v.9, p.4219-4257.
48. Kawamura H., Saji H., Fukai M., Sekido K., Imai I. Cyclotron resonance line broadening due to carrier-carrier interaction in Ge. - J. Phys. Soc. of Japan, 1964, v.19, p.288-296.
49. Ohyama T., Sanada T., Yoshihara T., Murase K., Otsuka E. Line broadening of electron cyclotron resonance in Ge due to electron-exciton interaction. - Phys. Rev. Lett., 1971, v.27, p.33-34.
50. Алексеев А.С., Галкина Т.И., Маслеников В.Н., Хакимов Р.Г. Щербин Е.П. Влияние конденсированной фазы экситонов на поглощение ультразвука в германии. Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, с.578-582.

51. Аснин В.М., Миржулава Н.И. Магнитосопротивление электронно-дырочной жидкости в германии. ФТТ, 1979, т.21, с.3677-3680.
52. Богданов С.В., Покровский Я.Е. Рассеяние носителей заряда в больших электронно-дырочных каплях в германии. ЖЭТФ, 1982, т.83, с.2329-2334.
53. Каминский А.С., Покровский Я.Е., Жидков А.Е., Взаимодействие электронно-дырочных капель в германии с постоянными и переменными магнитными полями. ЖЭТФ, 1977, т.72, с.1960-1969.
54. Жидков А.Е., Покровский Я.Е., Кинетика взаимодействия неравновесных носителей заряда в германии с переменным и постоянным магнитным полем при низких температурах. ЖЭТФ, 1980, т.78, с.1589-1596.
55. Каминский А.С., Покровский Я.Е. Токи Фуко в электронно-дырочных каплях в германии. Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.332-335.
56. Kukkonen S.A., Maldague P.Fp Electron-electron scattering: Hall coefficient and magnetoresistance. - Phys. Rev., 1979, ser E v.19, p.2394-2397.
57. Kirezenow G., Singwi K.S. Phase separation of the electron-hole drop in 111 -stressed germanium. - Phys. Rev. Lett., 1978, v.41 p.326-330.
- Vashishta P., Kalia R.K. Universal behavior of exchange-correlation energy in electron-hole liquid. - Phys. Rev., ser B, 1982 v.25, p.6492-6495.
58. Кулаковский В.Д., Кукушкин И.В. Обменно-корреляционная энергия в электронно-дырочной жидкости с разным распределением электронов по долинам в кремнии. ЖЭТФ, 1980, т.79, с. 1069-1081.
59. Forchel A., Laurich B., Wagner J., Schmid W., Reineke T.L. Systematics of electron-hole liquid condensation from studies of silicon with varying uniaxial stress.- Phys. Rev., ser.B, 1982, v.25, p.2730-2747.

60. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д., Тимофеев В.Б. Излучение экситонных молекул в одноосно сжатом германии. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.304-308.
61. Кулаковский В.Д., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Люминесценция экситонных молекул в германии и кремний. Известия АН СССР, сер.Физическая, 1982, т.46, с.253-258.
62. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д. Электронно-дырочная жидкость малой плотности в одноосно сжатом германии. ЖЭТФ, 1982, т.82, с.900-914.
63. Кулаковский В.Д., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Экситоны и экситонные молекулы в одноосно деформированном германии в магнитном поле. ЖЭТФ, 1981, т.81, с.684-695.
64. Андронин Е.А., Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Онищенко Т.А., Силин А.П. Электронно-дырочная жидкость в сильно анизотропных полупроводниках и полуметаллах. Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.210-214.
65. Stormer H.L., Martin R.W. Magnetoluminescence of the electron-hole liquid in germanium. - Phys. Rev., ser.B, 1979, v.20, p.4213-4236.
66. Келдыш Л.В., Силин А.П. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках в магнитном поле. ФТТ, 1973, т.15, 1532-1535.
67. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. М., Наука, 1976, т.5, часть I, с.584.
68. Кукушкин И.В. Рекомбинационное излучение электронно-дырочной жидкости с участием плазмона в однородно деформированном германии. ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1840-1947.
69. Brinkman W.F., Lee P.A. Coulomb effect on the gain spectrum of semiconductors.- Phys. Rev.Lett., 1973, v.31, p.237-240.

70. Rossler M., Zimmerman R. Electron-hole drops in Ge : correlation effects in the emission line shape. - Phys. Stat. Sol., ser.B, 1975, v.67, p.525-530.
71. Багаев В.С., Падучих Л.И., Стопачинский В.Б. Низкотемпературная фотолюминесценция арсенида гелия в условиях сильного взаимодействия неравновесных носителей. Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, с.508-512.
72. Aldrich C.H., Silver R.W. Line shapes for electron-hole plasmas in semiconductors. I. The heavy-hole to spin-orbit split band transitions in electron-hole droplets in Ge. - Phys. Rev., ser.B, v.21, p.600-614.
73. Timofeev V.B., Kukushkin I.V., Kulakovskii V.D. Spin aligned excitonic gas in uniaxially stressed Ge. - Physica, ser.B, 1983, v.117/118, p.327-332.
74. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д., Тимофеев В.Б. Гигантский фотогальваномагнитный эффект в германии в условиях металлизации экситонов. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.367-369.
75. Зеегер К. Физика полупроводников. М., "Мир", 1977.
76. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д. Разрушение капель электронно-дырочной жидкости в германии в поле неоднородной деформации. ФТТ, 1983, т.25, с.2360-2369.
77. Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д., Третас Т.Г., Тимофеев В.Б. Экситонно-плазменный переход в неоднородно деформированном германии. ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1145-1157.
78. Багаев В.С., Келдыш Л.В., Симельдин Н.Н., Цветков В.А. Увлечение экситонов и электронно-дырочных капель фононным ветром. ЖЭТФ, 1976, т.70, с.702-716.
79. Kukushkin I.V. Magnetohydrodynamic mechanism of destabilization of the electron-hole liquid droplets. - Sol. State Comm.

80. Гантмахер В.Ф., Зверев В.Н. Осцилляция фототока в магнитном поле при интенсивном фотовозбуждении легированного германия. - *ЖЭТФ*, 1977, т.73, с.2337-2346.
81. Есипов С.Э., Кукушкин И.В. Фотогальванопьезомагнитный эффект в неоднородно деформированном германии. *ФТТ*, 1983, т.25, с.
82. Кукушкин И.В. Механизмы рассеяния носителей заряда в скомпенсированной электронно-дырочной плазме в деформированном германии при низких температурах. *ЖЭТФ*, 1984, вып. 1, т. 86.
83. Alekseev A.S., Astemirov T.A., Bagaev V.S., Galkina T.I., Penin N.A., Sibeldin M.N., Tsvetkov V.A. Properties of electron-hole droplets in Ge.- *Proceed. of 12th Intern. Conference on Phys. Semicond., Stuttgart, 1974, p.91-95.*
84. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. Сила трения при движении электронно-дырочной капли со скоростью близкой к скорости звука. *ЖЭТФ*, 1978, т.75, с.1943-1951.
85. Тиходеев С.Г. О форме быстро движущихся электронно-дырочных капель. *Письма в ЖЭТФ*, 1979, т.29, с.392-395.
86. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. О температуре движущейся электронно-дырочной капли в полупроводнике, *Письма в ЖЭТФ*, 1978, т.27, с.692-696.
87. Покровский Я.Е., Свистунова К.И. Нагрев электронно-дырочных капель в поле неоднородной деформации. *Письма в ЖЭТФ*, 1975, т.17, с.645-648.
88. Келдыш Л.В. Коллективные свойства экситонов в полупроводниках. - в кн.: *Экситоны в полупроводниках*, Москва, Изд. "Наука", 1971, с.5-19.
89. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных

- электрических полях. М., "Мир", 1970.
90. Блэтт Ф. Теория подвижности электронов в твердых телах. Л. Лениздат. 1963.
91. Коган Ш.М., Шадрин В.Д., Шульман А.Я. Межэлектронные столкновения в ультраквантовом магнитном поле. - ИЭФ, 1975, т.68, с. 1377-1387.
92. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М. "Наука", 1967.
93. Meyer J.R., Glikaman M. Electrical conductivity of germanium as a function of optically injected carrier density and temperature. - Phys. Rev., ser.B, 1978, v.17, p.3227-3238.
94. Brooks H. Scattering by ionized impurities in semiconductors. - Phys. Rev., v.83, p.879.
95. Ахматов А.И., Ахматов И.А., Половинкин Р.В., Ситонко А.Г., Степанов К.Н. Электродинамика плазмы. М. "Наука", 1974.
96. Manoliu A., Kittel C. Explosive instabilities in electron-hole drops under microwave radiation. - Sol. State Comm., 1977, v.21, p.635-636.
97. Erginsoy C. Neutral impurity scattering in semiconductors. - Phys. Rev., v.79, p.1013-1014.