

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

537.311.33

VI ВСЕСОЮЗНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

С 26 по 31 октября 1964 г. в Кишиневе состоялось VI Всесоюзное совещание по теории полупроводников, созданное Научным советом по физике и химии полупроводников АН СССР совместно с АН Молд. ССР и Кишиневским университетом. В совещании участвовало 284 человека из 32 городов Советского Союза. Было представлено 128 докладов. Совещание проводилось по раппортерской системе. В одиннадцати раппортерских докладах были прореферированы представленные на совещание работы, а также проанализировано состояние соответствующих проблем. Кроме того, на восьми секционных заседаниях, происходивших во второй половине дня, было заслушано 42 доклада из числа присланных на совещание.

1. ПЛАЗМЕННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Обзорный доклад был сделан Л. Э. Гуревичем (ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Ленинград). Он отметил, что в настоящее время изучение плазменных явлений в твердых телах идет по трем основным направлениям:

1. Изучение спектра равновесных полупроводников.
2. Изучение нелинейных явлений, связанных с распространением электромагнитных волн в плазме полупроводников.
3. Изучение неравновесных ветвей электромагнитного спектра.

Из числа работ, представленных на конференции, ко второму направлению относятся работы Ф. Г. Басса «Нелинейное распространение электромагнитных волн в электронно-дырочной плазме в полупроводниках» и Ф. Г. Басса и С. И. Хандиной «К нелинейной теории распространения электромагнитных волн в полупроводниках» (ИРЭ АН УССР). В первой работе учитывается влияние разогрева носителей тока на распространение электромагнитных волн. Считаю, что $\omega\tau_e \gg 1$, где ω — частота электромагнитной волны, а τ_e — время релаксации электронов по энергии, решается кинетическое уравнение с помощью итераций, в результате чего находятся поправки к коэффициентам отражения, преломления и затухания. Рассмотрено влияние постоянного магнитного поля и в связи с этим изучено влияние разогрева носителей тока на циклотронный и магнитоплазменный резонансы. В случае резонанса электромагнитная волна сильно искажается и затухает степенным образом. Во второй работе проводится обобщение результатов, полученных в первой, на случай двух типов носителей тока.

Среди работ третьего направления можно выделить два типа:

1. Работы, в которых рассматриваются механизмы, приводящие к падающей вольт-амперной характеристике, т. е. к $\frac{\partial I}{\partial E} < 0$.

2. Работы, в которых изучаются дополнительные ветви электромагнитного спектра при наличии электрического поля и градиента температуры в присутствии магнитного поля и без него. Эти ветви называются гальваномагнитными (ГМВ) или термомагнитными (ТМВ) волнами; в простейших случаях они могут быть либо чисто продольными (колебания тока отсутствуют, а происходят колебания напряженности поля E и концентрации носителей n) либо чисто поперечными (колебания E или n и тока I).

В работе В. Л. Болч-Бруевича и С. Г. Калашникова «О рекомбинационной неустойчивости в полупроводниках» (Институт радиотехники и электроники АН СССР) изучены условия, при которых дифференциальная проводимость образца становится отрицательной за счет зависимости коэффициентов захвата от энергии

носителя. Показано, что в системе с двумя типами примесей при определенных условиях могут возникнуть рекомбинационная неустойчивость и резко несинусоидальные колебания.

Ко второму типу работ относится работа О. В. Константинова и В. И. Переля (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) «Рекомбинационные волны в полупроводниках», в которой показано, что при наличии тока в полупроводниках с сильно различными временами захвата электронов и дырок на ловушки могут распространяться рекомбинационные волны. При достаточно большой концентрации носителей и сильном электрическом поле эти волны самовозбуждаются. Получено выражение для критического поля, которое является функцией времен жизни электронов и дырок и их концентраций.

Продольные ГМВ могут превратиться из слабозатухающих в нарастающие при наличии в кристалле градиента любого из его параметров, влияющих на электрический ток. Это может быть градиент концентрации носителей, градиент их подвижности, неоднородность внешних полей. Неустойчивость такого типа называется градиентной. Неустойчивость будет возникать в том случае, если в объем флуктуации будет входить больше частиц, чем выходит. В работе Л. Э. Гуревича, Б. Л. Гельмонта, И. В. Иоффе «Термо- и гальваномагнитные волны в полупроводниках» (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) исследуются такие ГМВ и ТМВ в полупроводниках и металлах. Рассмотрены методы создания градиентов параметров: поглощение света, генерирующего на поверхности кристалла пары носителей тока; ударная ионизация, градиент температуры, неоднородность распределения примесей и другие. Основными уравнениями задачи являются уравнения непрерывности и феноменологические уравнения для тока, которые линейризуются и решаются методом ВКБ, а также уравнения Максвелла при рассмотрении ТМВ. Найдены критические значения напряженности поля, при которых возникает неустойчивость. Показано, что: 1) если направления градиента проводимости и электрического поля не совпадают, критическое значение поля зависит от состояния поверхности; 2) если неустойчивость связана с градиентом некоторого параметра, возможно «гашение» неустойчивости воздействием другого фактора, способного создавать градиент этого же параметра, но противоположного направления; 3) в собственных изотропных полупроводниках, в отличие от примесных полупроводников, при наличии градиента концентрации, но при отсутствии магнитного поля неустойчивость не возникает; 4) если градиент концентрации носителей создается непараллельностью электрического и магнитного полей, то при угле между E и H , большем некоторого критического угла порядка 10° , неустойчивость не возникает; 5) если в образце цилиндрической формы создан градиент концентрации носителей, направленный по радиусу (например, с помощью ударной ионизации), то в нем возникает нарастающая геликоидальная волна; 6) если вместо внешнего электрического поля создан градиент температуры, то в магнитном поле возникают неустойчивые поперечные ТМВ. Получены критерии неустойчивости ТМВ и указан возможный эксперимент, с помощью которого их можно обнаружить.

В ряде работ рассматривались эффекты, связанные с разогревом электронов в полупроводниках. Например, И. Б. Левинсон (Институт физики и математики АН Лит. ССР) в работе «Времена релаксации, функция разогрева и эффект «убегания» горячих электронов в полупроводниках» показал, что если произведение времени релаксации электрона по импульсам τ_p на время релаксации по энергии τ_e расчитать как ϵ или быстрее, где ϵ — энергия электрона, то, начиная с некоторого значения электрического поля, должен наблюдаться эффект неограниченного роста энергии электрона («убегание» электронов). При этом механизмом, ограничивающим «убегание», является рассеяние на оптических фононах при $\epsilon \gtrsim \hbar\omega_0$. Как предполагает автор, этот эффект имеет место в n -InSb при низких температурах, когда $\tau_p \sim \epsilon^{-1/2}$ (рассеяние на примесях), а $\tau_e \sim \epsilon^{1/2}$ (рассеяние на пьезоакустическом потенциале).

2. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА

В раппортерском докладе А. Л. Эфроса (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) «Квантовая теория явлений переноса» было отмечено неудовлетворительное состояние общей теории квантовой кинетики в связи с задачами, в которых возмущение не может быть введено в гамильтониан, а поэтому в этих задачах не существует общей формулы типа формулы Кубо для расчета электропроводности. Однако, несмотря на отсутствие общей теории задач такого рода, ряд частных случаев был успешно решен. К ним относится расчет недиагональных компонент β_{xy} и γ_{xy} при наличии сильного магнитного поля. Феноменологические уравнения переноса имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{j} &= \sigma \left[\mathbf{E} - \nabla \frac{\mu}{e} \right] - \beta \nabla T, \\ \mathbf{w} - \mu \mathbf{j} &= \gamma \left(\mathbf{E} - \nabla \frac{\mu}{e} \right) - \kappa \nabla T, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

причем, как известно, коэффициенты β и γ связаны соотношением Онсагера

$$\gamma_{ik}(H) = \beta_{ki}(-H)T. \quad (2)$$

А. И. Ансельм и Б. М. Аскеров¹ считали, что температура и химпотенциал есть функция не координаты x , а координаты центра ларморова кружка $x_0 = \frac{e\hbar}{eH} ky$. Разлагая равновесную функцию распределения по степеням $(x_0 - x)$ и вводя градиент температуры, они получили выражение для β_{xy} . Однако при этом не выполняются соотношения Онсагера (2) и Эйнштейна.

Ю. Н. Образцов² показал, что отмеченные трудности устраняются, если принять во внимание поправки, связанные с магнетизмом электронов проводимости. При этом, так как магнитный момент электронов проводимости исчезает в классической области вследствие компенсации объемного момента магнитным моментом поверхностных токов, учет этих поправок является чисто квантовым эффектом — эффектом конечности кристалла. Имеется другая важная сторона работы Ю. Н. Образцова: он показал, что входящая в уравнение (1) плотность тока есть макроскопическая плотность тока и определяется однозначно уравнением непрерывности и дополнительным условием, чтобы она обращалась в нуль в состоянии термодинамического равновесия. Это приводит к

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_M - c \operatorname{rot} \mathbf{M}, \quad (3)$$

где \mathbf{j} — макроскопическая плотность тока, \mathbf{j}_M — средняя по физически малому объему плотность микроскопического тока, определяемая однозначно соотношением

$$\delta \mathbf{H} = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j}_M \delta A dV, \quad (4)$$

а \mathbf{M} — намагниченность. Аналогичную поправку можно ввести и для потока энергии. Однако получить ее из общих термодинамических соображений трудно. Ю. Н. Образцов получил формулу для термо-э. д. с.

$$\alpha = -\frac{S}{e}, \quad (5)$$

где S — энтропия на одну частицу. При выводе формулы он использовал конкретный вид спектра электрона (квадратичный закон дисперсии), и в настоящее время термодинамического доказательства этой формулы не существует. Поэтому представляет интерес получение выражения для недиссипативной части α для других видов спектра. В работе А. И. Ансельма, Ю. Н. Образцова, Р. Г. Тарханяна (Институт полупроводников АН СССР) «Влияние непараболичности на термо-э. д. с. в полупроводниках в квантующем магнитном поле» показана справедливость формулы (5) для непараболического закона дисперсии в полупроводниках типа InSb. В этом случае в гамильтониане учитывались члены порядка $(p - \frac{e}{c}A)^4$, а также спин электрона.

Учет спина в этом случае обязателен, так как в этих полупроводниках большой g -фактор. В работе Ю. Н. Образцова (Институт полупроводников АН СССР) «Термо-э. д. с. в квантующем магнитном поле» была получена формула (5) с помощью метода, аналогичного методу, использованному Теллером при расчете диамагнетизма электронов проводимости. В работе Г. И. Гусевой (Институт физики металлов АН СССР) «Термо-э. д. с. в электронном германии в квантующем магнитном поле» произведен расчет термо-э. д. с. для полупроводника с многодолинным спектром, в частности для n -Ge, и показана справедливость формулы (5) и в этом случае. Показано, что в зависимости от ориентации магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям происходит различное смещение дна зоны проводимости в разных эквивалентных точках k -пространства, в результате чего появляется резкая анизотропия термо-э. д. с. Ю. Н. Образцовым³ было показано, что

$$\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{n, H} = ne \left(\frac{\partial \alpha}{\partial H}\right)_{n, T},$$

где M — магнитный момент, а n — концентрация носителей тока. Поэтому в вырожденных полупроводниках термо-э. д. с. должна испытывать де-гааз-ван-альфеновские осцилляции, что и было получено Г. И. Гусевой для n -Ge. К числу работ, в которых рассчитывались диагональные компоненты, например β_{xx} , относится работа П. С. Зырянова (Институт физики металлов АН СССР) «К квантовой теории явлений переноса в полупроводниках и металлах в магнитном поле». Метод расчета был аналогичен методу, предложенному А. И. Ансельмом и Б. М. Аскеровым¹, которые в своей работе рассчитали не только β_{yx} , но и β_{xx} : рассматривался интеграл столкновений, в котором химпотенциал и температура считались функцией x_0 — координаты

центра ларморова кружка и производилось разложение по величине $(x_0 - x)$ в линейном приближении. Тогда получалось своеобразное уравнение неразрывности для тока и потока энергии:

$$\frac{\partial n(x_0)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_0} j(x_0) \quad \text{и} \quad \frac{\partial \varepsilon(x_0)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_0} w(x_0).$$

Отсюда были получены выражения для коэффициентов β_{xx} , γ_{xx} и κ в уравнении (1), которые удовлетворяют соотношениям Эйнштейна и Онсагера при учете поправок Ю. Н. Образцова. Кроме того, в работе получено выражение для κ_{xy} , которое не было получено Ю. Н. Образцовым.

В 1964 г. В. Л. Гуревичем и Ю. А. Фирсовым был предсказан новый эффект квантовых осцилляций в поперечной электропроводности — магнетофононный резонанс, связанный с рассеянием электронов на оптических фононах в сильном магнитном поле. При этом, в отличие от осцилляций Шубникова — де-Гааза, такие осцилляции могут проявляться при любой статистике и с иным периодом $\Delta \frac{1}{H} = \frac{e}{mc\omega_0}$, где ω_0 — предельная частота оптических фононов. В работе В. Л. Гуревича и Ю. А. Фирсова (Институт полупроводников АН СССР) «Магнетофононные резонансные осцилляции продольного сопротивления полупроводников» построена теория этого эффекта для продольного магнетосопротивления. Показано, что максимумы продольного и поперечного сопротивлений совпадают в том случае, когда преобладает рассеяние на оптических фононах. В случае, когда преобладает рассеяние на акустических фононах, максимумам осциллирующей части поперечного магнетосопротивления соответствуют минимумы продольного. Результаты согласуются с экспериментальными данными Шалыта, Парфеньева и Муждабы [7]. В работе С. Т. Павлова и Ю. А. Фирсова (Институт полупроводников АН СССР) «Магнетофононные осцилляции продольной термо-э. д. с. в полупроводниках» развита аналогичная теория для продольной термо-э. д. с. В работе В. П. Калашникова и Г. Г. Талуца (Институт физики металлов АН СССР) «Нелинейные гальваномагнитные явления в полупроводниках в условиях сильного увлечения фононов» рассматриваются нелинейные гальваномагнитные эффекты. Пусть имеет место сильное увлечение фононов электронами. Так как в сильном магнитном поле поперечная компонента тензора проводимости пропорциональна рассеянию, из-за эффекта увлечения она мала. При увеличении электрического поля растет дрейфовая скорость электрона, равная eE/H . Когда дрейфовая скорость становится равной скорости звука, фононы отключаются и резко возрастает рассеяние, в результате чего происходит возрастание поперечной компоненты проводимости. При этом вольт-амперная характеристика имеет излом, который тем резче, чем сильнее увлечение.

3. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Обзорный доклад сделал К. Б. Толыго (Институт полупроводников АН УССР). При исследовании зонной структуры полупроводников возможны два подхода — теоретико-групповой, выясняющий общие закономерности спектра, и количественный расчет закона дисперсии электронов в различных зонах. В первом случае характер зависимости энергии электрона от его волнового вектора определяется в окрестности некоторых характерных точек зоны Бриллюэна или вдоль направлений симметрии на основании только общих соображений симметрии. При этом энергия электрона получается в виде разложения по степеням разности между волновым вектором электрона в исследуемой и симметричной точках. Обычно ограничиваются квадратичным приближением. Коэффициенты разложения, число которых сокращается вследствие симметрии, являются параметрами теории и могут быть найдены из сравнения с опытом теорий различных явлений, существенно зависящих от закона дисперсии (например, циклотронный резонанс). Преимуществом такого подхода является его большая общность и строгость. Однако он не позволяет получить конкретные количественные результаты. Кроме того, групповой метод ограничен такими значениями энергии, при которых одночастичные возбуждения можно считать стационарными. Для решения вопроса о том, какой из предлагаемых общей теорией законов дисперсии реально существует, необходимо привлекать дополнительные соображения, вытекающие из анализа экспериментальных данных. К теоретико-групповому направлению относятся первые четыре работы, рассмотренные докладчиком.

В работе Н. В. Кудрявцевой и В. Е. Степанова (Сибирский ФТИ) «Законы дисперсии для кристаллов кубической и гексагональной симметрии» учитывается как пространственная симметрия, так и наличие обращения времени. Результаты работы имеют вид таблиц законов дисперсии в квадратичном приближении вблизи всех типичных точек зоны Бриллюэна для всех пространственных групп кристаллов кубической и гексагональной симметрии.

В работе Г. Ф. Караева (Сибирский ФТИ) «Новый метод вычисления правил отбора для матричных элементов в теории кристаллов» дается методика нахождения правил отбора для непрямых переходов с учетом всей пространственно-временной симметрии кристалла. Расчетные формулы значительно упрощены.

В другой своей работе «Структура энергетического спектра соединенной Me_2Z_3 редкоземельных элементов с серой, селеном и теллуром» Г. Ф. Караев рассматривает структуру типа Th_3P_4 , где узлы атомов фосфора полностью заняты, а из девяти узлов тория занято только восемь. Пустые узлы статистически распределены по решетке. Считается, что в среднем для Me_2Z_3 сохраняется вся симметрия решетки Th_3P_4 , откуда делаются выводы о структуре энергетического спектра. Рассмотрены различные законы дисперсии и гамилтонианы в методе эффективной массы для возможных расположений экстремумов зон.

Следующие рассмотренные докладчиком работы посвящены количественной теории дисперсии электронов в некоторых кристаллах с доведением результатов до числа. К настоящему времени выкристаллизовалось несколько наиболее эффективных методов расчета, которые можно разделить на две основные группы: метод самосогласованного поля и метод валентных связей. В первом случае задача сводится к решению уравнения Шрёдингера для одного электрона в некотором самосогласованном потенциальном поле. Для электронов проводимости этот потенциал складывается из потенциала, создаваемого остовами атомов и валентными электронами. Согласно теореме Блоха волновая функция записывается в виде модулированной плоской волны $\Psi_{nk} = e^{ikr} u_{nk}(\mathbf{r})$. Для нахождения $u_{nk}(\mathbf{r})$ развито несколько методов. В 1940 г. Херинг предложил метод ортогонализированных плоских волн. $u_{nk}(\mathbf{r})$ представляется в виде ряда Фурье, однако она содержит очень много гармоник, так как должна быть ортогональна волновым функциям валентных электронов и остовов. Для улучшения сходимости в качестве исходной волновой функции берется некоторая комбинация плоских волн, уже обладающая этим свойством.

Несколько раньше (1937) Слейтер предложил представлять волновую функцию внутри атомного остова в виде атомной функции, а между атомами плоской волной, производя их спливание и учитывая симметрию кристалла. Сходимость в этом методе хорошая.

В дальнейшем Антончик, Филлипс и др. существенно упростили метод ортогонализированных плоских волн, заменив ортогонализацию введенным так называемого псевдопотенциала $V(x, x') = \sum_i E_i \psi_i(x') \psi_i(x)$, где $\psi_i(x)$ — атомная волновая функция, E_i — атомные уровни энергии. Задача сводится к решению уравнения Шрёдингера с дополнительным членом $V(x, x')$ в гампльтоныне.

При расчете валентной зоны применение одноэлектронного приближения несколько менее обосновано. По существу, единственной основой здесь служит метод Хартри — Фока. Корреляция электронных спинов частично может быть учтена путем введения обменного псевдопотенциала. В 1951 г. Слейтер предложил заменить его обменным потенциалом свободных электронов с плотностью, равной истинной плотности электронов в данной точке. Псевдопотенциал Слейтера $\sim \rho^{1/3}$. Он применяется во многих задачах благодаря своей простоте, однако дает большую ошибку при малых плотностях электронов. Вообще говоря, и сам по себе метод Хартри — Фока не полностью учитывает корреляцию состояний с антипараллельными спинами.

Корреляция электронов в известной степени учитывается в методе валентной связи. Волновая функция записывается в виде комбинации функций, осуществляющих связь между соседними атомами. Этот метод, представляющий собой известное приближение теории резонанса, является, по-видимому, наилучшим среди сравнительно простых схем расчета.

В работе В. А. Чалдышева и А. С. Подлавного (Сибирский физико-технический институт) «Структура энергетических зон некоторых соединений со структурой типа цинковой обманки» рассчитывалась валентная зона и зона проводимости соединений GaAs и AlAs по методу псевдопотенциала. Кристаллический потенциал конструировался с помощью атомных слейтеровских функций. Вычислена ширина запрещенной зоны; она равна 2,31 эв для GaAs и 2,82 эв для AlAs; экспериментальные величины равны соответственно 1,53 и 2,16 эв.

В. Г. Ляпин и К. Б. Толпыго (Киевский государственный университет) в работе «Исследование структуры валентных зон кристаллов типа алмаза» описывали систему валентных электронов линейной комбинацией антисимметризованных произведений функций отдельных σ -связей, на одной из которых отсутствует электрон. Учитывались первые и вторые соседи. Для каждого значения волнового вектора \mathbf{k} получается восемь энергетических уровней. В отдельных симметричных направлениях для некоторых ветвей найдена аналитическая зависимость $E(\mathbf{k})$ во всей зоне Бриллюэна. Теория дает тождественные соотношения между значениями энергии в трех особых точках зоны Бриллюэна и тремя циклотронными константами. Это удовлетворительно согласуется с опытом.

В работе К. Б. Толпыго и Д. И. Шекни (Киевский государственный университет) «Теория собственного поглощения света в кристаллах типа NaCl» используется теоретически рассчитанная ранее зонная схема. Закон дисперсии табулируется в двукратно вырожденной электропной зоне и трех дырочных зонах. Путем суммирования вероятностей всех соответствующих данной частоте переходов получена кривая собственного поглощения (вне области экситонных полос), которая сопоставляется с экспериментом.

В работе А. И. Губапова (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) «Затухающие электронные волны в кристаллах» рассмотрено затухание в пространстве электронных волн, соответствующих запрещенным значениям энергии. Эти волны могут найти приложение при расчете прохождения тока через контакт двух полупроводников различного типа, через тонкую диэлектрическую пленку и т. д.

В дискуссии по обзорному докладу В. М. Агранович обратил внимание на важность расчета бозе-возбуждений в твердых телах, так как в последнее время получены соответствующие экспериментальные данные. К. Б. Толпыго отметил, что существует рентгеновский экситон (электрон с глубокого состояния связан со своей дыркой). Э. И. Рашба спрашивает по поводу работы Г. Ф. Караваева «Структура энергетического спектра соединений Me_2Z_3 », что понимается под зонами в неупорядоченной системе. К. Б. Толпыго отмечает некоторую непоследовательность введения зон при хаотичном распределении пустых мест в решетке.

4. ТЕОРИЯ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Обзорный доклад сделал В. Л. Бонч-Бруевич. В последние годы возрос интерес к теории рекомбинации в связи с появлением большого количества экспериментальных результатов. Наблюдался широкий диапазон величин сечений безызлучательной рекомбинации от 10^{-13} до 10^{-20} $см^2$ в зависимости от температуры, примесей и других факторов. Точность измерений в Ge и Si составляет 30—40%. Практический интерес представляют сечения порядка 10^{-13} — 10^{-15} $см^2$. Величина σ негравитационно зависит от заряда примеси. Известно 4 или 5 случаев, когда сечение захвата электрона на отрицательную примесь больше, чем на нейтральную. Температурная зависимость, как правило, кроме центров с кулоновским отталкиванием, имеет вид $\sigma \sim T^{-n}$, где $2 < n < 4$. В теории необходимо рассмотреть три основных вопроса: 1) Откуда происходит захват, как влияет на него функция распределения электронов? 2) Как происходит захват, каков механизм передачи энергии, какова роль фононов? Здесь неясно, как записать оператор взаимодействия электронов с коротковолновыми фононами. 3) Каково конечное состояние электрона? Здесь надо знать структуру глубокой ловушки, для которой пока имеется только водородоподобная модель. В настоящее время корректная количественная теория рекомбинации отсутствует. Теоретические работы, как правило, посвящены нахождению температурной зависимости сечения рекомбинации и порядка его величины. При учете фононных и безызлучательных переходов сечение получается на пять порядков меньше экспериментального. Теория каскадных переходов с сильно возбужденных состояний в кулоновском поле дает нужный температурный ход. Однако существует захват и на нейтральные центры, где высоких возбужденных состояний нет. По-видимому, необходимо рассматривать многофононные переходы.

Э. П. Синяевский (Институт прикладной физики АН Молд. ССР) в работе «Учет дисперсии частот нормальных колебаний в теории многофононной безызлучательной рекомбинации Некопдовское приближение» — рассматривал гомеоплярные кристаллы. Отход от приближения Кондона дает в сечении рекомбинации множитель порядка 100.

В работах В. А. Коварского (Институт прикладной физики АН Молд. ССР) «К расчету коэффициентов рекомбинации при высоких температурах» и «Теория рекомбинационной релаксации» временная зависимость рекомбинации ищется из уравнений движения для матрицы плотности. Оператором возмущения служит обычный гамма-фонный электрон-фононный взаимодействия, но число частиц в зоне не сохраняется. Многофононным вариантом техники Константинова и Переля в первом приближении находится стандартная формула теории многофононных переходов. Параметр малости оценивается путем сравнения графиков 4-го и 2-го (первого неисчисляющего) порядков. Ответ зависит от модели ловушки. Для водородоподобной модели ловушки в эйнштейновском кристалле при учете графиков четвертого порядка сечение рекомбинации $\sigma \sim e^{-\Delta/kT} / (1 + \gamma)$, где параметр малости $\gamma \sim Te^{-\Delta/kT}$, Δ — глубина ловушки. При высоких температурах γ может стать близким к единице и температурная зависимость становится менее резкой. К сожалению, нет экспериментальных данных в области температур выше дебаевской.

«Кинетические уравнения для рекомбинационных процессов в квантующем магнитном поле», описывающие переходы между уровнями Ландау и локальными

уровнями примесных центров, выведены и исследованы В. А. Коварским и И. А. Чайковским (Институт прикладной физики АН Молд. ССР). Неприводимые части соответствующих уравнений дают графическое представление коэффициентов рекомбинации. Влияние магнитного поля H на ловушку не учитывается (нет эффекта Зеемана). Наличие H может затянуть время жизни и подавить шум.

В работе Е. М. Кузнецовой «Влияние затухания на поглощение света в полупроводниках» рассматривается роль фононов в излучательной рекомбинации. Благодаря взаимодействию с фононами состояния в ловушке не стационарны, что ведет к размазыванию края поглощения.

«Вопросы излучательной рекомбинации на примесных центрах в кремнии» рассматривают В. Л. Бонч-Бруевич и А. А. Другова (МГУ). Согласно опытным данным в кремнии имеется излучательная рекомбинация на мелкой акцепторный центр, сопровождающаяся излучением фононов. Чем мельче акцептор, тем больше излучается фононов. Рассчитывается отношение интенсивностей при излучении оптического и акустического фононов.

5. ЭКСИТОНЫ И ДОБАВОЧНЫЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

Обзорный доклад был сделан С. И. Пекаром (Институт полупроводников АН УССР). Он подчеркнул, что в настоящее время под экситоном понимаются элементарные возбуждения, имеющие хотя бы одно непрерывное квантовое число. До 1957 г. считалось, что учет пространственной дисперсии в кристаллооптике несуществен, так как он приводит к появлению эффектов порядка $a/\lambda \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, где a — постоянная решетки, а λ — длина волны падающего света. Пространственная дисперсия учитывалась только в тех случаях, когда без нее эффект вообще отсутствовал (двойное лучепреломление). Однако в 1957 г. было показано, что в окрестности

экситонных полос поглощения имеют место эффекты порядка $\frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega - \omega_0}}$, и учет этих членов обязателен. В результате в ряде работ было произведено последовательное обобщение классической кристаллооптики, что привело к целому ряду интересных теоретических предсказаний, таких, как нарушение соотношения Крамерса — Кронига, появление добавочных световых волн и др.

С. И. Пекар остановился на экспериментальных доказательствах теории. В частности, как и предсказывается теорией, форма линии экситонного поглощения будет определяться не только временем жизни экситона, как обычно, но и толщиной пластины. При этом нельзя ввести логарифмический декремент затухания, так как интенсивность света по выходу из пластины будет осциллирующей функцией толщины пластины вследствие интерференции добавочных волн, обладающих различными показателями преломления. Такие эксперименты были поставлены Бродиным, Горбанем и Тимофеевым. Однако Давыдов высказал предположение, что квантование волнового вектора и энергии вследствие конечной толщины пластинки может привести к осциллирующей зависимости интенсивности входящего света. В. И. Сугаков⁴ показал, что дискретность спектра энергии экситона не влияет на показатели преломления электромагнитных волн, а дополнительные граничные условия на каждой грани такие же, как и в полубесконечном кристалле. В работе В. И. Сугакова (Киевский Государственный им. Т. Г. Шевченко) «Квантовая теория дисперсии электромагнитных волн в кристаллических пластинах» квантуются уровни энергии системы «кристаллическая пластинка и электромагнитное поле». Система неоднородна, и поэтому ее состояния не характеризуются импульсом. Рассмотрение проводится без максвелловских граничных условий, которые получаются автоматически с точностью до $2\pi a/\lambda$. Вблизи экситонной полосы существует несколько электромагнитных волн с разными показателями преломления, причем показатель преломления каждой волны не зависит от размеров кристалла даже при толщинах, сравнимых с длиной волны света. Далее С. И. Пекар подробно осветил вопрос об экспериментальном исследовании экситонных спектров поглощения в CdS, ZnTe, проведенном Бродиным и Томасом и Хоффилдом, и теоретическом объяснении результатов этих работ. В работе А. А. Липника предложен новый метод исследования экситонов. Он заключается в измерении таких экситонных переходов, при которых электрон экситона может быть перебросен из нижней зоны проводимости в верхнюю и тем самым, например, экситон желтой серии в Cu_2O превращается в экситон голубой серии. В отличие от обычных экситонных полос поглощения, эти линии не будут маскироваться собственным поглощением света в полупроводнике. Для осуществления экспериментов такого типа необходимо создать значительную концентрацию экситонов (например, желтой серии), а затем инфракрасную подсветку, которая и обуславливает переход между сериями. Расчет показывает, что интенсивность освещения должна быть порядка $3 \div 30 \text{ em/cm}^2$. В работе рассчитываются сечения фотоионизации экситона при таких переходах, которые оказываются порядка $10^{-13} \div 10^{-15} \text{ см}^2$ как в Cu_2O , так и в CdS.

В содокладе на пленарном заседании В. М. Аграновича и В. Л. Гинзбурга были обсуждены следующие вопросы:

1. Зависимость вещественной и мнимой частей коэффициента преломления в гиротропной среде при учете пространственной дисперсии и затухания. Приведены результаты расчетов $n(\omega)$ и $\kappa(\omega)$ для всех трех нормальных волн. Показано, что и в гиротропной среде учет затухания качественно изменяет ход $n(\omega)$ и $\kappa(\omega)$ в окрестности резонанса.

2. Зависимость угла вращения плоскости поляризации в окрестности квадрупольных экситонных линий. Рассмотрение естественной вращательной способности обычно осуществляется при использовании разложения тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ в ряд по степеням волнового вектора:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon_{ij}^0(\omega) + i\gamma_{ijkl}k_l.$$

Однако тензор $\gamma_{ijl}(\omega)$ в окрестности экситонных линий имеет резонанс, если только эти линии дипольных экситонов. В окрестности квадрупольных линий резонансы имеют следующие два члена разложения:

$$\alpha_{ijlm}k_lk_m + i\gamma_{ijlmn}(\omega)k_lk_mk_n,$$

причем только второе из этих слагаемых вносит вклад в гирацию. Учет этого обстоятельства, например, в кубических кристаллах для удельной величины вращения приводит к формуле

$$\varphi = \frac{\omega}{2c} \left(f_0 + \frac{f_1}{\omega - \omega_1} \right),$$

где ω_1 — частота квадрупольного резонанса, причем $f_0 \sim d/\lambda_0$, а $f_1 \sim \omega_1(d/\lambda_0)^2$ ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ — длина волны света в вакууме). Поэтому для частот ω , для которых

$$\frac{|\omega - \omega_1|}{\omega_1} \leq \frac{d}{\lambda_0} \sim 10^{-2} \div 10^{-3},$$

резонансное слагаемое дает вклад порядка вклада, который вносят дипольные экситонные состояния и, вероятно, может быть обнаружен экспериментально.

3. Теория длинноволновых состояний поверхностных экситонов на основе макроскопического подхода (работа В. М. Аграновича и Ю. В. Конобеева). Показано, что для определения поляризации и частот поверхностных экситонов могут быть использованы макроскопические уравнения Максвелла при учете пространственной дисперсии тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$. При неучете запаздывания для поверхностных экситонов с напряженностью электрического поля $\mathbf{E} \neq 0$ $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{K})K_iK_j = 0$, тогда как для экситонов с $\mathbf{E} = 0$ $|\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{K})| = 0$, где \mathbf{K} — комплексный «волновой вектор» поверхностного экситона. Для рассмотрения экситонов с $\mathbf{E} = 0$ необходимы дополнительные граничные условия.

4. Теория нелинейных эффектов в экситонной области спектра (работа В. М. Аграновича, Ю. В. Конобеева, Л. Н. Овандера). В экситонной области спектра полный гамильтониан кристалла $\hat{H} = \hat{H}_{\text{кул}} + \hat{H}_{\text{фот}} + \hat{H}_{\text{вз}}$, где $\hat{H}_{\text{кул}}$ — гамильтониан кристалла без учета запаздывания, $\hat{H}_{\text{фот}}$ — гамильтониан поля поперечных фотонов, $\hat{H}_{\text{вз}}$ — оператор взаимодействия фотонов и зарядов. Если B и B^+ — бозе-амплитуды, отвечающие уничтожению и рождению «кулоновских» экситонов, а A и A^+ — бозе-операторы фотонов, то $\hat{H}_{\text{кул}}$ содержит слагаемые, квадратичные по B и B^+ , а также кубические и слагаемые более высокого порядка. $\hat{H}_{\text{вз}}$ имеет слагаемые вида A^+B , AB^+ , а также A^+BB и т. д., тогда как $\hat{H}_{\text{фот}}$ квадратичен по A и A^+ . Если объединить в \hat{H} только квадратичные слагаемые и произвести диагонализацию соответствующей квадратичной формы, то получаются состояния, отвечающие решениям уравнения Максвелла в среде. Указанные выше члены ангармонизма приводят к нелинейным эффектам, которые могут быть учтены уже в первом порядке теории возмущений. При этом показано, что ангармонизм в кулоновской подсистеме вносит существенный вклад в интенсивность нелинейных процессов. Эти интенсивности, даже при неучете затухания, ни при каких значениях частоты ω не обращаются в бесконечность, в отличие от выражений, которые обычно получаются при использовании теории возмущений кулоновской подсистемы внешней электромагнитной волной.

В работе М. И. Шмиглюка и С. А. Москаленко (Институт прикладной физики АН Молд. ССР) рассматривается вопрос о структуре и симметрии зон кристаллов типа вюрцита в точке $\mathbf{k} = 0$ с учетом того, что элементарная ячейка содержит две молекулы. Получено, что из $5s$ -состояний ионов Cd^{++} возникают две электронные зоны с симметрией Γ_7 и Γ_8 , а из $3p$ состояний S^{--} — шесть дырочных зон $2\Gamma_9$, $2\Gamma_7$, $2\Gamma_8$. Найдены возможные экситонные уровни для $n = 1, 2, 3$, их поляризация и активность в присутствии и без магнитного поля, исследован колебательный

спектр решетки. В дискуссии В. М. Агранович заметил, что результаты особенно интересны в связи с экспериментами Хопфилда и Томаса для CdS, а В. В. Соболев отметил, что эксперимент дает согласие с результатами расчета и для других веществ типа вюрцита.

6. ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Обзорный доклад сделал Ю. Е. Перлин. Особый интерес в последнее время вызывают бесфононные переходы, дающие узкие пики поглощения. Они особенно хорошо заметны при малом тепловыделении, но могут быть видны и при большом тепловыделении, если фононное поглощение достаточно удалено по сравнению с шириной бесфононного пика. Интерес к этим переходам можно объяснить тремя основными причинами: 1) совершенствование экспериментальной методики, позволившее их наблюдать, 2) открытие эффекта Мёсбауэра — бесфононного перехода при излучении γ -лучей и 3) наличие таких переходов на переходных и редкоземельных примесях в лазерных системах.

На секции «Теория примесных полупроводников» М. А. Кривоглаз (Институт металлофизики АН УССР) сделал доклад «К теории уширения бесфононной линии в мёсбауэровском или оптическом спектрах». Учет ангармонизма может на несколько порядков уменьшить величину уширения, обусловленного взаимодействием с локальными колебаниями, так как ангармонизм усредняет переходы на многие линии. Ю. Е. Перлин отметил, что это отход от кондоновского приближения.

В. В. Хижняков (ИФА АН Эст. ССР) в докладе «Влияние ангармонизма колебаний на квазилинейчатые электронно-колебательные спектры и эффект Мёсбауэра» методом двухвременных функций Грина вычислил вероятности, положения и ширины квазилиний, обязанных участию в соответствующих переходах локальных колебаний. Температурное уширение и сдвиг квазилинии зависят от ее номера, силы электрон-фононного взаимодействия и энергии кванта.

В работе И. П. Ипатовой и А. А. Клочкина (ФТИ АН СССР) «Однофононное примесное поглощение решеткой гомеоплярного кристалла со структурой алмаза» методом температурных функций Грина найдена температурная зависимость такого поглощения, связанная с затуханием появляющихся фононов из-за ангармонизма колебаний решетки. Температурная зависимость должна начать проявляться при температурах ниже дебаевской. Этим объясняется наблюдаемая Смитом и Тэйлором заметная температурная зависимость примесного однофононного поглощения в полупроводниковом алмазе при температурах 83—295° К.

Далее Ю. Е. Перлин дал краткий обзор состояния теории F -центров, которую сейчас еще нельзя считать завершенной. Формулы континуальной теории С. И. Пекара для интегральных интенсивностей поглощения и люминесценции остро чувствительны к нарушению критерия большого радиуса. Поэтому в щелочно-галогидных кристаллах они занижены в 2—3 раза. Температурная зависимость полуширины F -полосы такова, что характеристическая частота фононов оказывается значительно меньше дебаевской частоты, что, по-видимому, указывает на наличие в F -центре низкочастотных локальных колебаний.

В работе О. И. Спльда (ИФА АН Эст. ССР) «Модель колебаний для расчета электронно-колебательных спектров центра люминесценции малого радиуса» рассматривается возможность уменьшения числа переменных. Температурная зависимость эффективных частот определяется шириной частотного интервала нормальных колебаний, с которыми взаимодействуют колебания модели.

7. ТЕОРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С МАЛОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ

Обзорный доклад был сделан Ю. А. Фирсовым (Институт полупроводников АН СССР). Проблема полупроводников с малой подвижностью возникла в связи с тем, что необходимо было объяснить экспоненциальный рост подвижности с температурой при высоких температурах, наблюдавшийся рядом авторов в окислах переходных элементов, и тем, что обычные методы расчета, например, с помощью кинетического уравнения, не пригодны, так как они не позволяют получить значения подвижности меньше $1 \frac{cm^2}{v \cdot cm}$. Это критическое значение получается из условия применимости кинетического уравнения

$$\frac{\hbar}{kT} \ll \tau, \tag{6}$$

а так как $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$, то

$$\mu \gg \frac{\hbar e}{kTm^*} = 20 \frac{m}{m^*} \frac{500}{T}.$$

Здесь μ — подвижность, m^* и m — эффективная масса и масса свободного электрона соответственно. Можно попытаться облегчить положение, используя очень узкие разрешенные зоны, т. е. зоны с $\Delta E \ll kT$. Однако и в этом случае практически необходимо выполнение условия (6). Для поляронов большого радиуса С. И. Пекаром было показано, что рассеяние поляронов может быть одно- и двухквантовым. При этом использовалась адиабатическая теория возмущений, непригодная в случае сильного взаимодействия, что не дает возможности получить слишком малые значения подвижностей.

В дальнейшем речь будет идти о модели, в которой носителями тока являются поляроны малого радиуса. Будет видно, что в такой модели подвижность носителей может быть весьма малой. Условие образования поляронов малого радиуса имеет вид $\eta_1 = I/E_p$, где I — интеграл перекрытия, а E_p — поляронный сдвиг.

То, что кинетическое уравнение несправедливо в данной задаче, не является фактом, характерным только для теории малой подвижности. Аналогичная ситуация имеет место и в случае рассмотрения поперечной части тензора электропроводности в квантующем магнитном поле.

Первые задачу о движении полярона малого радиуса рассмотрели Ямашита и Куросава⁵, которые вычислили вероятность перескока электрона с узла на узел при сильном взаимодействии с поляризационными фононами и показали, что вероятность, а следовательно, и подвижность носит активационный характер. Однако правильный результат был получен неудовлетворительным способом. Холстейн⁶ решал ту же задачу и показал, что для того чтобы получить результат Ямашиты и Куросавы, необходимо учесть дисперсию фононов. Он показал, что электропроводность состоит из двух частей, одна из которых обусловлена перескоками, а вторая зонным движением полярона.

Он установил, что наряду с условием $\eta_1 \ll 1$ должно выполняться условие $\eta_2 = I^2/(E_a kT)^{1/2} \omega_0 \ll 1$, где E_a — энергия активации, а ω_0 — предельная частота поляризационных фононов. Таким образом, в теории появился еще один параметр. При высоких температурах $T \gg \Theta$, где Θ — температура Дебая, доминирует первый механизм, дающий активационную зависимость от температуры

$$\mu = \mu_0 \frac{\hbar W}{kT},$$

где

$$W = \omega_0 \eta_2 e^{-\frac{E_a}{kT}}$$

имеет смысл вероятности перескока электрона на соседний узел в единицу времени, а при $T \ll \Theta$ основной вклад в подвижность дает зонное движение полярона:

$$\mu = \frac{\langle v_x^2 \rangle}{kTW_n^{(0)}},$$

где $\langle v_x^2 \rangle$ — среднее значение квадрата скорости электрона, а $W_n^{(0)}$ — вероятность рассеяния, вычисленная в наинизшем приближении по I .

Малость величины подвижности в низкотемпературной области обусловлена фактически тем, что в результате поляронного эффекта происходит резкое сужение зоны носителей тока, а следовательно, возрастание эффективной массы. Таким образом, электропроводность имеет минимум при некоторой критической T_0 , которая порядка дебаевской. Но, так как Холстейн строил свою теорию, в основном исходя из интуитивных предпосылок, необходимо было строго получить выражение для электропроводности из первых принципов (например, пользуясь формулой Кубо), установить, какие параметры содержит теория. Первыми работами по этим вопросам после Холстейна были работы Нагаева⁷, Догонидзе и Чизмаджиева⁸, Догонидзе, Черненко и Чизмаджиева⁹, Клигера¹⁰, который впервые поставил задачу о получении выражения для электропроводности из формулы Кубо, и Ланг и Фирсова¹¹, которым удалось построить теорию возмущений для задачи о сильной связи электрона с поляризационными фононами. Формула Кубо расшифровывалась с помощью техники Константина и Переля. Были получены следующие основные результаты:

1. Обнаружено, что результаты Холстейна для высокотемпературной части электропроводности верны.

2. Параметры теории такие, как указывал Холстейн.

3. Низкотемпературный результат Холстейна не верен, так как выражение для вероятности $W_n^{(0)}$, использованное Холстейном, не является наибольшим в ряду теории возмущений. В связи с этим меняется определение температуры T_0 .

Фридман и Холстейн¹², рассматривая некоторую простую модель, показали, что холловская подвижность ведет себя по закону $e^{-\frac{E_a}{kT}}$ при $T > T_0$.

В отличие от них, Фирсов¹³, исходя из формулы Кубо с помощью техники, развитой ранее им совместно с Лауг, показал, что при $T > T_0$ холловская подвижность ведет себя как $e^{Ea/kT}$. В работе Е. К. Кудина и Ю. А. Фирсова «Междузонные оптические переходы в полупроводниках с малой подвижностью» рассматривалось поглощение света за счет междузонных переходов в полупроводниках с малой подвижностью. Кривая поглощения имеет максимум шириной порядка $(E_p k T_0)^{1/2}$, который при $T > T_0$ имеет гауссову форму, а при $T < T_0$ его ширина порядка $(E_p \hbar \omega_0)^{1/2}$. Кроме того, наблюдается у длинноволнового края этого максимума резкий бесфононный пик, аналогичный мёсбауэровскому пику, с интегральной интенсивностью, пропорциональной e^{-S_T} , где S_T — величина порядка безразмерной константы электрон-фононной связи. Ширина пика определяется вероятностью, входящей в больцмановскую часть электропроводности.

8. ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЯВЛЕНИЙ. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Обзорный доклад был сделан Э. И. Раббой (Институт полупроводников АН УССР). В работе Г. Л. Бра (Институт полупроводников АН СССР) «Интенсивность разрешенных и запрещенных линий электронного парамагнитного резонанса» рассматривается интенсивность разрешенных и запрещенных сверхтонких компонент спектра ЭПР. Спин-гамильтониан берется в виде

$$H = g_{\alpha\beta} \hat{S}_\alpha H_\beta + A_{\alpha\beta} \hat{S}_\alpha \hat{I}_\beta + V_{\text{кр}},$$

где \hat{S}_α , \hat{I}_α — операторы электронного и ядерного спинов, тензоры g и A описывают g -фактор и сверхтонкое взаимодействие, $V_{\text{кр}}$ — оператор, описывающий влияние внутрикристаллического поля. В нулевом приближении по A собственные функции гамильтониана имеют вид $\Psi_{l,m} \Phi_m^{(m)}$, где $\Psi_{l,m}$ — собственные функции электронной части оператора $g_{\alpha\beta} \hat{S}_\alpha H_\beta + V_{\text{кр}}$, $\Phi_m^{(m)}$ — ядерные спиновые функции. Ось квантования ядерных функций направлена не по направлению внешнего поля, а по направлению эффективного поля $H_{\text{эфф}} \sim A_{\alpha\beta} \langle \Psi_{l,m} | S_\beta | \Psi_{l,m} \rangle$, которое определяется константой сверхтонкого взаимодействия и зависит от электронного состояния и угла между направлением внешнего поля и осями кристаллического поля. Так как оси квантования ядерных спиновых функций различны для начального и конечного электронного состояний, соответствующих электронному резонансному переходу, появляются так называемые запрещенные линии с правилами отбора $\Delta m \neq 0$. Получены формулы для интенсивностей этих линий и их угловых зависимостей. Экспериментальные данные по ЭПР Mn^{2+} в SrCl_2 и Fe^{2+} в CaF_2 находятся в хорошем количественном согласии с теорией. В работе Г. Е. Гургенишвили и Г. Р. Хуцишвили (Институт физики АН Груз. ССР) рассчитывается время релаксации спинов ядер в полупроводниках и металлах, обусловленное контактным взаимодействием ядер с электронами проводимости в сильном магнитном поле, когда становится существенным пространственное квантование движения электронов. При этом рассматриваются случаи сильно вырожденного и невырожденного электронного газа. В первом случае показано, что вероятность релаксационного перехода испытывает осцилляции, связанные с наличием особенностей в плотности состояний электронов проводимости. Однако экспериментальное обнаружение этих осцилляций, по-видимому, затруднено, так как на опыте время релаксации измеряется довольно грубо. В работе В. И. Шеква (Институт полупроводников АН УССР) исследованы особенности возникновения комбинационного резонанса, обусловленного неквадратичностью закона дисперсии электронов. Зависимость g -фактора от квазимульсы приводит к появлению изотропного слагаемого в интенсивности двух полюсов комбинационного резонанса наряду с анизотропной частью, вызываемой спин-орбитальным расхождением зон; учитывается взаимодействие зоны проводимости с ближайшими валентными зонами, и изотропная часть интенсивности резонанса определяется параметрами зонной структуры. Как обычно, комбинационное поглощение превышает парамагнитное. В работе С. И. Пекера и Э. И. Раббы (Институт полупроводников АН УССР) «Комбинационный резонанс в кристаллах в неоднородных магнитных полях» рассмотрены спиновые переходы носителей тока в полупроводниках, вызванные электрическим полем электромагнитной волны. Зацепление спиновых и координатных степеней свободы обуславливается неоднородностью статического магнитного поля, которая может быть неоднородностью как внешнего поля, так и представлять собой спонтанные поля ферро- и антиферромагнетиков. В первом случае, если внешнее поле меняется достаточно плавно, найдена интенсивность комбинационного резонанса, которая на 2—3 порядка может превышать интенсивность парамагнитного

резонанса. Во втором случае учитывается взаимодействие спина данного электрона с магнитным полем спиновых и орбитальных моментов прочих электронов. С помощью канонического преобразования удается получить гамильтониан эффективной массы благодаря тому, что магнитное поле $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ обладает периодичностью кристаллической решетки и магнитная энергия $\beta_0 \hbar$ мала по сравнению с расстоянием между зонами. Интенсивность комбинированного резонанса будет превышать в 10^5 раз интенсивность парамагнитного.

В ряде работ рассматривались вопросы, связанные с теорией кинетических явлений в ферро- и антиферромагнетиках. В работе Э. Л. Н а г а е в а «О спиновом механизме переноса заряда и энергии» использована квазигомеополлярная модель металла для расчета кинетических коэффициентов соединений переходных элементов. Техника расчета заключается в использовании формул Кубо совместно с проекционной теорией возмущений Боголюбова. Получено выражение для оператора потока тепла d -электронов, спроектированного в подпространство квазигомеополлярных функций. Это выражение совместно со спроектированным потоком заряда позволило вычислить проводимость, термо-э. д. с. и теплопроводность кристалла за счет d -электронов. В парамагнитном состоянии проводимость обратно пропорциональна температуре и может достигать $10^2 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. В антиферромагнитном состоянии при преимущественном рассеянии на примеси проводимость не зависит от температуры. Термо-э. д. с. растет при понижении температуры и может достигать сотен микровольт.

В работе Ш. Ш. А б е л ь с к о г о и Ю. П. И р х и н а (Институт физики металлов АН СССР) «Спонтанный холл-эффект и механизм рассеяния в ферромагнитных полупроводниках» получены выражения, связывающие между собой магнитную часть электросопротивления и коэффициенты Холла (спонтанный и обычный) для невырожденного ферромагнитного полупроводника с одним типом носителей. Предположено, что основным механизмом рассеяния является рассеяние на спиновых неоднородностях. В работе А. М. К о с е в и ч а и Л. В. Т а н а т а р о в а исследовано влияние одномерного потенциала возмущения на структуру энергетического спектра электрона с квадратичным законом дисперсии в магнитном поле. Показано, что такая модель может быть использована для анализа влияния дислокации в кристалле на рассеяние электронов, пролетающих вблизи ее оси.

9. АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Обзорный доклад был сделан В. Л. Г у р е в и ч е м (Институт полупроводников АН СССР). Акустические эффекты в полупроводниках привлекли за последние годы внимание не только потому, что с их помощью возможно исследовать целый ряд физических свойств, но и потому, что выявилась возможность усиления ультразвука и создания ультразвукового генератора в полупроводниках в постоянном электрическом поле. Среди акустических эффектов наиболее интересны для физики полупроводников те, которые обусловлены взаимодействием звука с электронами проводимости: 1) поглощение звука, причем разделение решеточного и электронного вкладов достигается легко в фотопроводниках и при наложении электрического или магнитного полей, 2) зависимость скорости звука от различных физических параметров, 3) звукоэлектрический эффект, который целиком обусловлен взаимодействием звука с электронами проводимости. Последний эффект заключается в появлении постоянного «звукоэлектрического» тока j^{ac} при прохождении звуковой волны. Идея этого эффекта была впервые высказана Парментером¹⁸. Оставляя пока в стороне пьезоэлектрические полупроводники, в которых под действием деформации возникают действующие макроскопические электрические поля, можно показать, что звукоэлектрический эффект велик в тех полупроводниках, в которых имеются разные электроны, характеризующиеся различным деформационным потенциалом, так что разность между деформационным потенциалом данных электронов и его средним значением по всем электронам отлична от нуля. (Это имеет место в таких полупроводниках, как n -Ge, n -Si, в собственных полупроводниках, в полупроводниках со стыком зон.) Последнее условие является только необходимым, но не достаточным для появления сильных звукоэлектрических эффектов. Необходимо, кроме того, чтобы звуковая волна нарушала равновесность электронной системы. При этом должны существовать процессы, которые характеризуются большим временем релаксации, так что именно по отношению к этим процессам нарушается равновесие. В полупроводниках со многими минимумами роль последних играют процессы межминимумного рассеяния, а в собственных полупроводниках — электронно-дырочная рекомбинация. (В полупроводниках со стыком зон таких процессов не существует, поэтому звукоэлектрический эффект в них относительно мал.) В работе С. В. Г а н ц е в и ч а и В. Л. Г у р е в и ч а (Институт полупроводников АН СССР) «Теория звукоэлектрического эффекта в полупроводниках типа электронного германия» были рассмотрены случаи как упругого (примесного), так и неупругого (фононного) рассеяния электронов между минимумами. При этом была найдена зависимость j^{ac} от τ_i/τ_e , где τ_i —

время релаксации электронов внутри данного минимума по энергии, τ_0 — время релаксации между минимумами. При наличии внешнего магнитного поля появляется новый квантовый эффект — осцилляции ρ_{ac} в зависимости от H . Этот эффект является фактически обобщением на случай межминимумного рассеяния магнетофононного резонанса, предсказанного В. Л. Гуревичем и Ю. А. Фирсовым¹⁴. Так как характер осцилляций и их период зависят от соотношения между τ_i и τ_0 , изучение этого эффекта может позволить провести исследование различных механизмов релаксации в полупроводниках типа n -Ge и n -Si, как и вообще исследование звукоэлектрического эффекта. Влияние внешних полей на звукоэлектрический эффект рассматривалось еще в двух работах, представленных на конференцию: А. А. Гринберг, П. И. Крамер (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) «Магнито-акустический эффект в полупроводниках и пьезоэлектриках» и работа В. Д. Искри (Черновицкий ун-т) «Усиление электроакустического эффекта в слабом магнитном поле». Идея первой работы: если через полупроводник, помещенный в магнитное поле, пропустить звуковую волну в направлении, перпендикулярном к полю, то в третьем направлении возникает разность потенциалов. Этот эффект обусловлен тем, что увлекаемые звуковой волной электроны и дырки отклоняются магнитным полем в разные стороны, создавая разность потенциалов (ток короткого замыкания). Задача решена для случая собственного полупроводника и пьезоэлектрика при $kl \ll 1$, где k — волновой вектор звуковой волны, l — длина свободного пробега. В случае пьезоэлектрика звукоэлектрическое поле может достигать величины порядка 0,1 в/см. В работе В. Д. Искри предложен способ усиления звукоэлектрического эффекта. Если полупроводник, через который пропускается звуковая волна, поместить в скрещенные электрическое и магнитное поля, перпендикулярные к направлению распространения звука, то возможно компенсировать холловским током от E и H звукоэлектрический ток. При этом оказывается, что в слабом магнитном поле компенсирующее электрическое поле на 2—3 порядка превосходит напряженность звукоэлектрического поля.

В пьезоэлектриках при распространении звука возникают макроскопические поля, обладающие пространственной и временной периодичностью звуковой волны. Эти поля вызывают электронные потоки, т. е. благодаря конечной проводимости полупроводника распространение электронов отстает по фазе от распределения потенциала, созданного звуковой волной. Возникающие электронные токи стремятся ликвидировать отставание по фазе. Джоулево тепло, выделяемое этими токами, точно равно диссипируемой механической энергии звуковой волны. В пьезоэлектриках наблюдается также сильный звукоэлектрический эффект, который может достигать нескольких в/см. Уайт¹⁵ предложил создать такую ситуацию, при которой электронная плотность опережала бы по фазе звуковую волну с помощью электрического поля. Тогда, при выполнении условия $v > \omega$, где v — дрейфовая скорость электронов в электрическом поле, а ω — фазовая скорость звуковой волны, должно наблюдаться не поглощение, а усиление звука. Это и наблюдалось в целом ряде экспериментальных работ в пьезоэлектриках: 1) усиление сигнала и 2) генерация звукового шума. Так как критерий неустойчивости фактически не зависит от пьезоэлектрических параметров, возможно усиление звука и в пьезоэлектриках. В работе Э. М. Эпштейна (Институт радиотехники и электроники АН СССР) «К теории усиления звука в полупроводниках» показано, что неустойчивость в пьезоэлектриках наступает при $v \gtrsim \omega$ только в том случае, если: 1) решеточное поглощение мало, 2) симметричная часть электронной функции распределения есть функция Больцмана, 3) время релаксации электронов не зависит от энергии. Если первые два условия имеют место, а третье условие нарушается, то значение критической дрейфовой скорости начинает зависеть от частоты звука, температуры и эффективной массы. В работе также последуют критерий неустойчивости в случае разогрева электронов.

Существующая теория усиления звука есть линейная теория Уайта усиления звука при однократном прохождении. Важно построить теорию усиления звука при многократном прохождении, когда существенны интерференционные условия. В работе В. Л. Гуревича и Б. Д. Лайхмана (Институт полупроводников АН СССР) «Нелинейные эффекты, ограничивающие усиление звука в пьезоэлектриках» показано, что максимальное усиление имеет место при выполнении интерференционного условия: фаза волны, прошедшей в прямом и обратном направлениях, должна совпадать с фазой первоначальной волны. При этом усиление может значительно превосходить усиление при однократном прохождении, и система может перейти в режим генерации, генерируя звук с длиной волны порядка дебаевского радиуса. Линейная теория, естественно, дает безграничное усиление звука. Однако всегда существуют нелинейные эффекты, которые будут ограничивать это усиление. В этой же работе показано, что основную роль при усилении бегущих волн играет нелинейность электропного происхождения. При этом коэффициент усиления начинает зависеть от амплитуды волны, и в кристалле устанавливается волна, которая делится на не усиливаясь и не затухая. Существуют два механизма установления стационарной волны: 1) при слабой надкритичности с ростом амплитуды происходит уменьшение экранирования свободными носителями пьезоэлектрических полей, в результате чего растет

скорость звука, стремясь к скорости звука в диэлектрике, до тех пор, пока не начнет выполняться условие $v = \omega$. Тогда $\Gamma = 0$, и устанавливается стационарная волна. 2) При сильной надкритичности существенную роль играет решеточное поглощение. Показано, что с ростом амплитуды энергия, поступающая в систему от внешнего поля, стремится к постоянному пределу, а энергия, расходуемая на решеточные потери, неограниченно растет. Равенство этих двух энергий дает условие, определяющее стационарную амплитуду. В работе рассмотрены также вопросы, связанные с нелинейной теорией усиления стоячих волн. Найдена амплитуда стационарной волны.

В обзорном докладе В. Л. Гуревича остановился также на вопросе об интенсивности звуковых шумов в области звуковой неустойчивости. В пьезоэлектриках звуковая неустойчивость носит конвективный характер, и поэтому амплитуда может ограничиваться не только нелинейными эффектами, но и размерами образца. При этом, если размеры образца ограничивают рост флуктуации на таком уровне, что нелинейные эффекты еще не существенны, работает линейная теория.

В работе В. Л. Гуревича и В. Д. Кагана (Институт полупроводников АН СССР) «Нарастание флуктуаций при звуковой неустойчивости в пьезоэлектрике» рассмотрено ралеевское рассеяние света в области звуковой неустойчивости, когда еще справедлива линейная теория. Показано, что интенсивность рассеянного света при неустойчивости может превосходить интенсивность рассеяния в состоянии термодинамического равновесия на 2—3 порядка. Вычислен звукоэлектрический ток, связанный с распространением нарастающей флуктуации. Этот ток вычитается из омического тока, что объясняет загиб вольт-амперной характеристики, наблюдавшейся Смитом¹⁶.

На секции «Явления неустойчивости и лазеры» были доложены ряд работ, близко примыкающих по своей теме к докладу. В работе Ш. М. Когана и В. Б. Сандомирского (Институт радиотехники и электроники АН СССР) рассмотрено усиление ультразвука в пьезоэлектрическом диэлектрике с помощью пучка заряженных частиц, движущихся в щели внутри диэлектрика. В отсутствие взаимодействия существовали бы две независимые волны: плазменная в пучке и уругай в пьезоэлектрике. Во взаимодействии, которое является резонансным и которое осуществляется за счет прогибывания поля плазменной волны в пьезоэлектрик и наоборот, перепутывает волны и имеет максимум, когда частоты и волновые векторы плазменной и звуковой волн совпадают. Коэффициент усиления в максимуме пропорционален $\chi^{2/3}$, где χ — электромеханическая константа для объемных волн и $\chi^{1/2}$ — для поверхностных волн.

В работе Ю. В. Гуляева, В. И. Пустовойта и П. Е. Зильбермана (Институт радиотехники и электроники АН СССР) рассматривались две задачи: 1) усиление поверхностных волн в слоистой системе пьезоэлектрик — полупроводник, 2) понижение выделяемой в пьезоэлектрике мощности при усилении ультразвука. Последнее достигается за счет того, что ток пропускается через полупроводник, обладающий большой подвижностью. Так как выделяемая мощность $W \sim 1/\mu$, где μ — подвижность, в системе пьезоэлектрик — InSb W оказывается порядка 30 вт/см^2 , что много меньше, чем в опытах с массивными пьезоэлектриками. В докладе Г. Ю. Буряковского, В. Л. Винецкого, В. С. Машкевича, П. М. Томчука (Институт физики АН УССР) рассматривается теория однородного полупроводникового лазера, использующего различные варианты индуцированных переходов. Показано, что в системе, состоящей из свободных носителей и экситонов, находящихся в равновесии с носителями: 1) невозможно получить индуцированное излучение на прямых и непрямых зон-зонных переходах, 2) увеличение концентрации примеси будет способствовать связыванию носителей тока в экситоны и тем самым будет ухудшать условия для получения лазерного эффекта на зон-зонных переходах. В отсутствие равновесия экситонов со свободными носителями и первое, и второе несправедливы. Авторы рассмотрели вопрос о возможности создания лазера на прямых экситонных переходах, исходя из того, что экситоны не являются точно бозонами. Показано, что порог такого лазера значительно ниже, чем порог лазера на прямых зон-зонных переходах. Построена количественная теория. При этом получены выражения для порога лазерного излучения во всех исследуемых моделях, в том числе и в лазере, работающем на переходах зона — примесь.

10. ТЕОРИЯ КОЛЕБАНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Обзорный доклад сделал Н. Н. Кристфель (Институт физики и астрономии АН Эст. ССР). В последние годы динамика кристаллической решетки переживает вторую молодость. Это вызвано тремя основными причинами. Во-первых, появились новые эффективные экспериментальные методы восстановления колебательных спектров твердых тел. Теперь теорию колебаний можно сравнивать с экспериментом, что выявляет ее недостатки и способствует дальнейшему совершенствованию. Во-вторых, колебания решетки играют существенную роль во многих важных с практической точки зрения процессах (релаксационные явления, электронно-колебатель-

ные переходы, эффект Мёссбауэра, инфракрасное поглощение и т. д.). В-третьих, большую важность приобрела разработка динамики неидеальных кристаллов и проявление их колебаний в указанных процессах.

Первая часть доклада посвящена идеальным кристаллам. Полученные в последнее время экспериментально с помощью рассеяния медленных нейтронов дисперсионные кривые для ряда кристаллов показали, что теория Борна, рассматривающая атомы кристалла как точки, недостаточна. Развитая недавно оболочечная модель кристалла увеличила число степеней свободы и позволила удовлетворить экспериментальным данным с помощью гораздо меньшего числа параметров. В течение ряда лет К. Б. Толпыго с сотрудниками развивает квантовомеханическую теорию динамики кристаллической решетки, которая вносит большую физическую ясность и теоретическую строгость, чем теория оболочек, являющаяся ее частным случаем. В работе К. Б. Толпыго и Э. П. Короля (Киевский университет) «Исследование длинноволновых колебаний решетки кристаллов типа ZnS » эта теория применяется к кристаллам с промежуточным типом связи. Пара электронов, связывающая соседние атомы, может принадлежать каждому из них или образовывать между собой σ -связь, что вводит в теорию дробные заряды, изменяющиеся в процессе колебаний. Методом длинных волн получены три акустические ветви $\omega(k)$. Получены выражения для упругих постоянных и модуля пьезоэлектрического тензора. Пайдены предельные частоты оптических колебаний, а также закон дисперсии для инфракрасной области.

В. А. Кучин (Сибирский ФТИ) в работе «Учет поляризуемости ионов при построении уравнения состояния ионных кристаллов типа $NaCl$ и $CsCl$ » распространил модель К. Б. Толпыго на случай всестороннего изотропного давления в квазигармоническом приближении. Рассмотрено изменение поляризуемостей, эффективных зарядов, частот и упругих постоянных. Модель поляризуемых ионов лучше согласуется с экспериментом, особенно при высоких давлениях, чем точечная модель.

В докладе А. А. Нраньяна (ФТИ АН СССР) «Зависимость спектра частот колебаний решетки от деформации» в модели Блякмана исследуется действие на спектр различных одноосных деформаций. Приближение Грюнайзена справедливо только для деформаций вдоль оси третьего порядка. При деформации сжатия оба максимума в фононном спектре понижаются и смещаются — основной в коротковолновую, а побочный в длинноволновую сторону. При растяжении оба максимума также понижаются, плотность частот между ними возрастает, оба смещаются в длинноволновую сторону, но основной смещается сильнее.

Доклад В. С. Осотского «Об отрицательном коэффициенте теплового расширения в германии» посвящен расчету зависимости теплового расширения от температуры. Колебательный спектр моделируется на основании данных по нейтронному рассеянию. Постоянные Грюнайзена для длинноволновых колебаний определяются из экспериментальных зависимостей упругих постоянных от давления, а постоянные Грюнайзена для высокочастотных колебаний являются параметрами теории. Теоретическая кривая лежит между двумя известными экспериментальными кривыми. При T от 15 до 40° К тепловое расширение отрицательно; при более низких температурах оно достигает положительного максимума и затем стремится к нулю как T^3 .

В докладе Б. А. Тавгера и В. Я. Демиховского (Горьковский университет) «Фононы в пленках» феноменологически исследуется закон дисперсии для однородной пластины с незакрепленными концами. Имеются симметричные и антисимметричные поперечные волны в плоскости пластинки и «смешанные» вертикальные. Дисперсионные кривые анализировались на ЭВМ. Вычислена плотность состояний в пленках. При $2lT \gg \Theta a$, где $2l$ — толщина пленки, a — постоянная решетки, Θ — температура Дебая, результаты такие же, как и для массивного образца. При обратном критерии результаты совпадают с результатами для массивного образца для низких ветвей и малых волновых векторов. В других случаях необходимо учитывать пленочные эффекты.

В работе этих же авторов «Взаимодействие электронов с фононами в тонких полупроводниковых пленках» рассматривается рассеяние электронов при низких температурах с помощью метода деформационного потенциала. Время релаксации в пленке пропорционально ее толщине, и в узкой области справедливости критериев оно, а следовательно и проводимость, меньше, чем у массивного образца.

Вторая часть доклада Н. П. Кристофеля посвящена теории неидеальных кристаллов. Колебания дефектных кристаллических решеток, начиная с иноперских работ И. М. Лифшица, изучаются интенсивно сравнительно непродолжительное время. Теоретическое рассмотрение проблемы началось с изучения различных фиктивных моделей, главным образом цепочек с точечными дефектами, и выяснения самых общих заключений из общей теории, в результате чего был установлен самый общий характер влияния дефектов на колебательный спектр кристаллов. Для трехмерных решеток и конкретных систем теория до последнего времени развита слабо. Интенсивно развивается в последние годы теория влияния локальных колебаний на различные процессы: электронно-колебательные переходы, инфракрасное поглощение, эффект

Мёсбауэра, комбинационное рассеяние, спин-решеточная релаксация и т. д. Г. С. Завт и Н. П. Кристофель (ИФА АН Эст. ССР) развили теорию для расчета частот локальных колебаний при анионном или катионном изотопическом дефекте в трехмерном бинарном ионном кристалле. Параметры секулярного уравнения для локальных частот выражаются через моменты фононного спектра идеального кристалла. Вычисляется критическая масса примеси для появления локального колебания. Для NaF, KCl, RbBr и RbJ масса примеси должна быть примерно вдвое меньше замещающей массы.

Г. С. Завт (ИФА АН Эст. ССР) (доклад «К теории фононной теплопроводности (случай сильного взаимодействия фононов с дефектами)») вычислил коэффициент теплопроводности κ на основе общей теории необратимых процессов без теории возмущений и кинетического уравнения. В случае тяжелых примесей, генерирующих псевдолокальные колебания низкой частоты, теплопроводность при соответствующей этой частоте температуре должна резко падать. В случае легких примесей теплопроводность должна резко возрасти по сравнению с теорией Клеменса.

11. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Обзорный доклад сделал З. С. Грибников (Институт проблем металловедения АН УССР). Он рассказал о нескольких представленных на конференцию докладах.

В работе О. С. Зинец, Г. П. Пека, Ю. И. Карханяна (Киевский университет) «Некоторые вопросы теории люминесцентного эффекта поля» рассмотрено действие электрического поля, приложенного к поверхности полупроводника, на интенсивность люминесценции с экситонным механизмом. Поле влияет на приповерхностный изгиб зон, что изменяет как заполнение примесных уровней, так и скорость приповерхностной аннигиляции экситонов, которая определяется из сравнения теории с экспериментом одновременно с длиной диффузионного смещения.

В. Н. Добровольский (Киевский университет) в работе «Магнито-емкостный эффект в полупроводниках» обсудил возможность управления емкостью поверхностного слоя объемного заряда с помощью магнитного поля, параллельного поверхности. При протекании тока создается избыточный поверхностный заряд. Эффект должен проявляться сильнее в собственном полупроводнике. Оценки показывают, что при магнитном поле в 5 кэ и небольших электрических полях емкость меняется в 10 раз.

В работе М. Е. Режепова (ФТИ АН Уз. ССР) «К теории магнетосопротивления в полупроводниках с учетом поля заряженных примесных центров» в уравнении для электропроводности и диффузии носителей тока учитываются экранированные кулоновские поля заряженных примесных центров. Получены общие выражения для магнетосопротивления.

В докладе З. С. Грибникова (Институт проблем металловедения АН УССР) «Теория инжекции в длинных диодах» рассматривается распределение неравновесных носителей при протекании тока через область диода, для которой $d/l > 1$ (d — длина области, l — диффузионная длина). Как для омического, так и для антизапорного тылового контакта напряжение вначале возрастает по одинаковому закону, а затем в первом случае продолжает возрастать по логарифмическому закону, во втором случае насыщается.

В работе Ю. С. Рябникина «Влияние напряженности электрического поля на ток, ограниченный пространственным зарядом в диэлектриках и полупроводниках» теоретически исследуется вольт-амперная характеристика при опустошении ловушек электрическим полем.

В резолюции, принятой совещанием, отмечается, что большое внимание было уделено работам по электрической и акустической неустойчивости, термическим возмущениям в квантовой теории переноса и теории бесфононных процессов, в которых получены новые важные результаты. Совещание считает целесообразным продолжать и развивать работу в следующих направлениях: 1) акустическая и электрическая неустойчивость, теория флуктуаций и шумов; 2) теория квантовых генераторов; 3) развитие методов теории многих частиц применительно к полупроводникам (включая проблемы электронной плазмы); 4) квантовая теория явлений переноса; 5) исследование энергетического спектра собственных и легированных полупроводников; 6) теория оптических свойств собственных и примесных полупроводников, теория экситонов; 7) теория резонансных эффектов; 8) явления в полупроводниках в сильных электрических полях; 9) динамика кристаллической решетки; 10) теория полупроводниковых приборов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ансельм, Б. М. Аскеров, ФТТ 2, 2310 (1960).
2. Ю. Н. Образцов, ФТТ 6, 414 (1964).
3. Ю. Н. Образцов, Доклад на V совещании по теории полупроводников, Баку, 1962.
4. В. И. Сугаков, ФТТ 6, 1361 (1964).
5. I. Yamashita, T. Kurosawa, J. Phys. Chem. Solids 5, 34 (1958).
6. T. Holstein, Ann. Phys. 8, 325 (1959).
7. Э. Л. Нагаев, ФТТ 3, 2567 (1961).
8. Р. Р. Догонидзе, Ю. А. Чизмаджиев, ФТТ 3, 3712 (1961).
9. Р. Р. Догонидзе, А. А. Черненко, Ю. А. Чизмаджиев, ФТТ 3, 3720 (1961).
10. М. И. Клиninger, Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 1342 (1961).
11. П. Г. Ланг, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ 43, 1843 (1962).
12. Fridman, T. Holstein, Ann. Phys. 21, 494 (1963).
13. Ю. А. Фирсов, ФТТ 5, 2149 (1963).
14. В. Л. Гуревич, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ 40, 199 (1961).
15. D. L. White, J. Appl. Phys. 33, 2547 (1962).
16. R. W. Smith, Phys. Rev. Letts. 9, 87 (1962).
17. Р. В. Парфеньев, С. С. Шалыт, В. М. Муждаба, ФТТ 6, 646 (1964); ЖЭТФ 47, 444 (1964).
18. R. H. Parmenter, Phys. Rev. 89, 990 (1953).