

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ТЕОРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА VIII ВСЕСОЮЗНОЙ
КОНФЕРЕНЦИИ ПО ПОЛУПРОВОДНИКАМ****В. Л. Бонч-Бруевич**

Настоящая статья не должна рассматриваться как обзор современного состояния теории полупроводников. Это — обзор конкретных работ, доложенных на заседаниях теоретической секции VIII Всесоюзной конференции по полупроводникам. В связи с этим здесь почти не рассматриваются два доклада об общих задачах теории полупроводников, сделанных С. И. Пекаром и А. И. Ансельмом на пленарном заседании конференции*).

На пяти заседаниях секции теории полупроводников было заслушано тринадцать докладов, которые можно подразделить на два класса, а именно, относящиеся к теории стационарных состояний и к кинетике электронных процессов в полупроводниках**).

**I. ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ
В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЁТКАХ**

Большинство работ этого раздела в той или иной форме было связано с последовательным учётом взаимодействия электронов с решёткой при исследовании не только кинетики явлений, но и равновесных состояний системы. Большой интерес в этом отношении вызвала работа С. И. Пекара и М. А. Кривоглаза «Метод шпуров в электронной теории кристаллов».

В обобщение известной работы Фейнмана² авторами был развит новый (и, повидимому, весьма эффективный) математический аппарат,

*) Названные доклады публикуются в этом же номере УФН; см. также¹.

**) Естественно, это деление (как и любое другое) является не абсолютным, хотя бы потому, что исследование процессов установления равновесия предполагает наличие каких-то сведений о стационарных состояниях системы. Поэтому почти во всех докладах второго раздела в какой-то мере рассматривались и проблемы, относящиеся к первому; учитывая, однако, целенаправленность той или иной работы, легко отнести её к одному из двух этих классов.

позволяющий находить сумму состояний для частицы в квантовом поле без решения волнового уравнения (конкретно речь шла о взаимодействии электронов с колебаниями кристаллической решётки в ионных и гомеополярных кристаллах). Это позволило авторам последовательно провести программу теории поляронов^{3,4}, в которой взаимодействие электронов с колебаниями решётки (хотя бы в главной своей части) принимается во внимание уже при определении возможных значений энергии системы, а не рассматривается просто как причина рассеяния «свободных» электронов. Были рассмотрены случаи как слабой, так и сильной связи; при этом, что особенно существенно, теория имеет силу для любых температур (напомним, что в прежних исследованиях по теории поляронов методами сильной или адиабатической связи^{3,4} приходилось ограничиваться только достаточно низкими температурами). Результаты вычислений были применены авторами для определения энергии основного состояния, эффективной массы носителя тока*), равновесной концентрации электронов проводимости в полупроводнике, электронной теплоёмкости и термоэлектронного тока (подчёркнём, что в данном случае не только первые два, но и все остальные вопросы отнюдь не являются тривиальными, так как при наличии взаимодействия с колебаниями решётки максвелловское распределение для электронов, вообще говоря, уже не имеет места).

Доклад К. Б. Толпыго был посвящён изложению ряда работ автора и его сотрудников по микротeorии электронных состояний в кристалле. Исходя из точного гамильтониана задачи, автор использовал единую систему аппроксимаций при рассмотрении различных групп явлений; тем самым константы, характеризующие самые различные явления, оказались связанными между собой. В частности, была тщательно исследована взаимосвязь между электронными и колебательными степенями свободы в твёрдом теле. Основные результаты сводятся к следующему:

а) Произведён расчёт собственных частот колебаний решётки и теплоёмкости (для ионных кристаллов) с учётом конечных размеров ионов и их поляризуемости.

б) В гомеополярных кристаллах типа алмаза помимо трёх акустических и трёх оптических ветвей были обнаружены (совместно К. Б. Толпыго и В. С. Машкевичем) ещё две ветви колебаний, названные авторами «световыми» и описывающие распространение длинных электромагнитных волн в кристалле. Существенно, что в последнем случае смещения атомов решётки из положений равновесия также отличны от нуля; с другой стороны, вследствие взаимосвязи электронных и колебательных степеней свободы смещения

*) Эффективная масса электрона, не взаимодействующего с фононами (учитывающая лишь периодическое поле идеальной решётки), считалась, естественно, известной.

атомов (в гомеоплярной решётке) при определённых условиях могут быть связаны с колебаниями дипольных моментов. В результате оказывается возможным непосредственное поглощение света определённой частоты идеальной решёткой гомеоплярного кристалла (при этом возбуждается только один квант колебаний решётки).

в) Исследована возможность образования поляронов в гомеоплярных кристаллах (инерционная поляризация, необходимая для образования полярона, обусловлена изменением дипольного момента элементарной ячейки как при оптических, так и при акустических колебаниях). Результат оказался всё же отрицательным: в гомеоплярных кристаллах поляроны большого (по сравнению с постоянной решётки) радиуса оказываются неустойчивыми.

г) Несколько обобщённым методом Гайтлера — Лондона рассмотрено движение «лишнего» электрона или дырки в гомеоплярном кристалле (в частности, и неидеальном*). Особый интерес здесь, по мнению автора обзора, представило указание на специфический характер взаимодействия дырки с оптическими колебаниями решётки в гомеоплярных кристаллах: поскольку отсутствие одного из валентных электронов ослабляет силу связи между атомами, последние как бы «расталкиваются» при появлении дырки, благодаря чему и могут возникать оптические колебания. Этот эффект, повидимому, отнюдь не мал. (Подвижность дырки, связанная с рассеянием на оптических фононах, оказывается пропорциональной $T^{-5/2}$ при $kT \gg \hbar\omega_0$ и $\left(\exp \frac{\hbar\omega_0}{kT} - 1\right)^{-1}$ при $kT \ll \hbar\omega_0$; ω_0 — частота продольных оптических колебаний.)

М. Ф. Дейген в докладе «Локальные состояния электронов в гомеоплярных кристаллах» изложил результаты своих исследований по взаимодействию электронов с акустическими колебаниями решётки в гомеоплярных кристаллах. Принимая названное взаимодействие во внимание при вычислении энергии системы, автор пришёл к следующей наглядной картине: «лишний» электрон своим электрическим полем вызывает деформацию решётки (увеличение плотности), что, в свою очередь, приводит к локальному увеличению диэлектрической проницаемости**). В результате возникает дополнительное поле, действующее на электрон; последний, таким

*) Несколько иным методом аналогичная задача рассматривалась автором данного обзора⁶. Как известно, рассмотрение дырки составляет принципиально многоэлектронную задачу; многоэлектронный подход к задаче о «лишнем» электроне, как было показано докладчиком, весьма важен при построении микроскопической теории F -центров.

**) Такая деформация решётки, естественно, может быть представлена в виде наложения ряда акустических колебаний, что и позволяет рассматривать весь описываемый эффект как результат взаимодействия электрона с полем акустических фононов.

образом, движется по решётке совместно с созданной им самим потенциальной ямой (областью уплотнения). Это образование — «электрон плюс область уплотнения» — было названо автором «конденсоном». По представлениям М. Ф. Дейгена, именно конденсоны являются носителями тока в таких кристаллах. Экспериментально образование конденсонов, повидимому, проявляется в заметной (даже при крайне низких температурах) ширине полосы поглощения света кристаллом. По оценке докладчика, в кристаллах типа серы этот эффект может быть вполне заметен; в германии и кремнии, наоборот, он оказывается мало существенным.

Два доклада были посвящены теории экситона. Э. И. Рашба в работе «Взаимодействие экситонов с колебаниями решётки» исследовал свойства бестоковых возбуждённых состояний в молекулярных кристаллах*) с учётом возможной деформации решётки экситонами (при возбуждении системы электронов меняются силы связи между молекулами, что и приводит к деформации кристалла). А. С. Давыдовым⁶ ранее было показано, что, в зависимости от природы вещества, в молекулярных кристаллах возможно существование одного из двух типов экситонов, названных им «свободными» и «локализованными» (по терминологии Э. И. Рашбы, это «лёгкие» и «тяжёлые» экситоны). В первом случае энергия возбуждения переходит от одного узла решётки к другому за время, малое по сравнению с периодом колебаний молекул, так что решётка практически не успевает «перестроиться» (благодаря чему и можно считать экситон движущимся более или менее свободно); во втором случае положение обратное, и следовательно, решётка успевает полностью деформироваться, прежде чем возбуждение переместится на другой узел. В результате миграция энергии возбуждения крайне затрудняется — экситон практически «локализуется»**). Обобщая эти результаты, докладчик выяснил, что наряду со свободными экситонами (одновременно с ними) при определённых условиях возникают ещё экситоны третьего типа — так называемые «деформирующие»). Как и в случае «тяжёлых» экситонов, здесь имеет место деформация решётки при электронном возбуждении, что, в свою очередь, влияет на энергию электронов; в результате образуются самосогласованные состояния возбуждения, распространяющиеся в решётке вместе с вызванной ими деформацией. Отличие

*) Как отметил докладчик, в молекулярных кристаллах весьма удобно изучать основное поглощение света, которое носит в этом случае чисто экситонный характер, в то время как в атомных и ионных решётках возможно основное поглощение с образованием носителей тока.

**) Это выражение не следует понимать буквально. Из трансляционной инвариантности задачи явствует, что и в этом случае экситон будет перемещаться: в решётке образуются «волны возбуждения»; однако скорость их гораздо меньше, чем для свободных экситонов.

от «тяжёлых» экситонов состоит в том, что в данном случае экситон движется всё же достаточно быстро по сравнению с колебаниями решётки (в типичных случаях эффективная масса его составляет, по оценке докладчика, $10^2 - 10^3 m_0$, в то время как эффективная масса тяжёлого экситона порядка $10^5 m_0$; m_0 — масса свободного электрона). Экспериментально наличие деформирующих экситонов, повидимому, подтверждается наличием в молекулярных кристаллах широких полос поглощения при низких температурах (образованию «свободных» экситонов соответствуют, как можно показать, узкие линии поглощения).

Доклад Л. Л. Коренблита был посвящён новому выводу уравнения Шредингера для экситона. Рассматривая (в рамках «полярной» модели С. И. Шубина и С. В. Вонсовского⁷⁾) «лишние» электроны и дырки как элементарные возбуждения многоэлектронной системы, автор получил для них «уравнение Шредингера» в конфигурационном пространстве координат возбуждений. При этом благодаря влиянию «фона» всех электронов кристалла потенциал взаимодействия «лишнего» электрона с дыркой оказался кулоновским только асимптотически — при достаточно больших расстояниях между ними. На малых же расстояниях появляются поправки обменного происхождения.

В докладе Ю. Н. Образцова «Химический потенциал и давление фоонов в твёрдом теле» был рассмотрен ряд парадоксов, возникающих при неосторожном применении к фоонному или электронному газу в полупроводниках обычных термодинамических соотношений:

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_p = -s; \quad \mu N = E + pV - TS \quad (1)$$

(μ — химический потенциал, s — энтропия, рассчитанная на одну частицу, S — полная энтропия, E — внутренняя энергия, N — число электронов, p — давление, V — объём системы). Так, например, из (1) следует, что энтропия фоонного газа не стремится к нулю при $T \rightarrow 0$. Докладчик показал, что причина парадоксов лежит в неаддитивности термодинамических функций фоонного и электронного газов, рассматриваемых как отдельные («независимые») системы. Действительно, в твёрдом теле при изменении объёма общее число атомов (N_a) остаётся неизменным, число же атомов в единице объёма (и, следовательно, определяющееся им число электронных и фоонных состояний на единицу объёма) меняется. Это означает, что, например, свободная энергия системы F зависит не от двух параметров, $\frac{V}{N}$ и T (как в газе), а от трёх: $\frac{V}{N}$, T , $\frac{V}{N_a}$.

Как показано в докладе, отсюда следует, что соотношения (1) в данном случае неправильны и должны быть заменены следующими:

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{p, N} = -s - N \left(\frac{\partial s}{\partial N}\right)_{p, T}, \quad (2)$$

$$\mu N = E + pV - TS - N_a \left(\frac{\partial F}{\partial N_a}\right)_{N, V, T}.$$

При этом все парадоксы исчезают.

II. КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Работы, относящиеся к этому разделу, в свою очередь можно подразделить на три группы:

- а) теория рассеяния носителей тока в полупроводниках;
- б) феноменологическая кинетика электронных процессов;
- в) физическая теория рекомбинации носителей тока*).

К первой группе относятся доклады Л. Э. Гуревича («К вопросу о рассеянии электронов колебаниями решётки в полупроводниках»), А. И. Губанова («Длина свободного пробега электронов в жидких и аморфных полупроводниках»), А. Г. Самойловича и М. И. Клингера («Свойства полупроводников с узкой примесной зоной») и Г. Е. Пикуса («Термо- и гальваномагнитные эффекты в собственных полупроводниках»).

Л. Э. Гуревич отметил, что при достаточно низких температурах, когда $kT \ll mc^2$ (m — эффективная масса электрона, c — скорость звука), скорости подавляющего большинства электронов меньше c . При этом однофононные процессы (испускание и поглощение одного фонона электроном) запрещены законами сохранения энергии и квазиимпульса — вполне аналогично тому, как в электродинамике испускание и поглощение света равномерно движущимся электроном невозможны, если скорость последнего меньше фазовой скорости света. В этих условиях взаимодействие носителя тока с решёткой (обуславливающее рассеяние) может осуществляться лишь в процессах с участием не менее двух фононов (поглощение или испускание обоих фононов, конечно, невозможно, но может иметь процесс типа эффекта Комптона — с поглощением одного фонона и испусканием другого). Соответствующее время релаксации оказывается пропорциональным T^{-8} , т. е. подвижность растёт с понижением температуры гораздо быстрее, чем при однофононных процессах (когда расчёт даёт закон $T^{-3/2}$). Следует иметь в виду, однако, что в то время как в электродинамике рассматриваемый случай типичен, в теории твёрдого тела он является весьма «экзотическим», так как критическая температура $T_0 = \frac{mc^2}{k} \sim 1^\circ \text{К}$. Как было отме-

*) Под этим мы понимаем теорию, пытающуюся выяснить механизм рекомбинационного процесса.

чено автором доклада, фактически в этой области температур решающую роль играет рассеяние на примеси, поэтому всё изложенное может представить экспериментальный интерес лишь для случая предельно чистого полупроводника.

А. И. Губанов рассмотрел специфические процессы рассеяния носителей тока в рамках развитой им ранее⁸ модели жидких и аморфных полупроводников. В дополнение к обычным процессам рассеяния на фононах оказались возможными ещё два, обусловленные особенностями рассматриваемых систем. Во-первых, даже в отсутствии фононов имеет место рассеяние, обусловленное нарушением строгой периодичности потенциала — отсутствием дальнего порядка (по терминологии автора «жидкостное рассеяние»). Во-вторых, по той же причине — в силу отсутствия дальнего порядка, при рассеянии электрона на фононе не обязан соблюдаться закон сохранения квазиимпульса, что приводит к дополнительному рассеянию электронов («фононно-жидкостное рассеяние»).

В работе А. Г. Самойловича и М. И. Клингера были детально изучены равновесные и кинетические свойства полупроводника с узкой примесной зоной. Рассматривался модельный пример идеально правильного расположения атомов примеси: предполагалось, что они образуют простую кубическую решётку. Будучи весьма идеализированным, этот пример всё же позволяет понять некоторые важные особенности полупроводника с примесной зоной, тем более, что в данном случае все вычисления можно довести до конца. Основные результаты этой работы уже опубликованы⁹.

Г. Е. Пикус рассмотрел кинетику ряда процессов в полупроводниках с учётом поверхностной рекомбинации носителей тока.

Ко второй группе относится работа Э. И. Адировича и Г. М. Гуро. «Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках». В последние годы в связи с рядом физических и технических задач исключительное значение приобрело изучение кинетики неравновесных рекомбинационных процессов. Как правило, опыты по измерению «времен жизни» носителей тока интерпретировались до сих пор на основе статистической теории Шокли и Рида¹⁰, построенной в предположении о стационарности процесса. Как отметили авторы доклада, это предположение отнюдь не всегда оправдывается фактической постановкой опыта, в связи с чем возникает необходимость рассмотрения задачи на основе уравнений кинетики рекомбинации. Это и составило предмет исследования в работе Э. И. Адировича и Г. М. Гуро. В предположении, что сечения элементарных актов захвата носителей тока центрами рекомбинации не зависят от концентрации носителей, авторам удалось детально изучить временную зависимость концентрации электронов и дырок в ряде стандартных опытов по определению времен жизни. При определённых условиях результаты резко отличаются от даваемых «стационарной» теорией¹⁰. В частности, оказалось неверным широко

распространённое мнение о том, что темп процесса всегда определяется временем жизни неосновных носителей. В ряде случаев дело обстоит как раз наоборот: характеристическим является (и из опыта определяется) время жизни основных носителей.

К феноменологической теории полупроводников относится и ряд докладов, сделанных из секции полупроводниковых электронных приборов (К. Б. Толпыго и В. А. Фоменко «Выпрямление на точечном контакте в германии», Э. И. Адирович, В. Г. Колотилова и Б. В. Малин «Переходные процессы в полупроводниковых приборах» и др.).

Физической теории рекомбинации были посвящены доклады Л. Н. Сосновского *) (Институт физики Польской Академии наук, Варшава) «О рекомбинации при соударении носителей тока в полупроводниках», Ю. Е. Перлина «Рекомбинация электронов проводимости примесными центрами в ионных кристаллах» и В. Л. Бонч-Бруевича «К теории рекомбинации носителей тока в сильно легированных полупроводниках». Во всех трёх работах исследовался механизм захвата носителей примесными центрами, но для разных случаев (и соответственно в различных моделях).

Ю. Е. Перлин рассмотрел захват носителя тока примесным центром в ионном кристалле. Предполагалось (как обычно), что выделяющаяся при захвате энергия передаётся колебаниям решётки; однако (в отличие от ряда работ других авторов) принималось во внимание, что носителем тока в ионном кристалле фактически является не электрон (или дырка), а полярон. Это обстоятельство оказалось весьма существенным для правильной оценки порядка величины сечения захвата.

Л. Н. Сосновский, обратив внимание на трудности с передачей энергии фононам при захвате носителей на глубокие локальные уровни, указал на другой механизм её отвода: энергия, выделяющаяся при захвате носителя тока, может быть передана другому носителю, оставшемуся в зоне проводимости. Будучи связан со «столкновением» двух электронов, этот механизм получил название «ударного». Очевидно, он должен приводить к квадратичной зависимости обратного времени жизни от концентрации носителей, что, повидимому, и наблюдалось в работах ^{11, 13} **). Приближённая теория, развитая в работе ¹⁵, находится, по мнению докладчика, в качественном согласии с экспериментом. Заметим, однако, что более точный расчёт, произведённый в работе ¹⁶ в рамках «водородной» модели примесного центра, повидимому, приводит к выводу, что эффективные сечения захвата, согласно этому механизму, оказываются несколько меньше наблюдаемых.

*) Этот доклад был зачитан на пленарном заседании конференции.

**) См. также ¹⁴.

апеллируя к известным успехам зонной теории (в частности, к исследованиям по циклотронному резонансу). Автору обзора представляется, однако, что в теории твёрдого тела метод самосогласованного поля далеко не так эффективен, как в теории атома, ибо хорошо известны^{18, 22} принципиальные физические и математические трудности, с которыми приходится встречаться при его использовании. Что же касается успехов одноэлектронной теории, то они, на наш взгляд, суть фактически успехи не одноэлектронного, а «одночастичного» приближения, основанного на представлении об элементарных возбуждениях*) (спектр которых, в частности, и исследуется в опытах по циклотронному резонансу). Действительно, можно показать⁵, что в полупроводниках поведение возбуждений фермиевского типа («лишних электронов» и «дырок») в качественном отношении аналогично поведению «невзаимодействующих электронов» зонной схемы**). В частности, при определении спектра возбуждений справедливы все соображения симметрии, которые играют в зонной схеме столь существенную роль. Заметим, что сказанное относится даже и к таким случаям (с участием внутренних электронов), когда одноэлектронное приближение, понимаемое буквально, уж никак не может быть применимо. Следует подчеркнуть, однако, что до тех пор, пока мы интересуемся только аналогией в поведении возбуждений и «невзаимодействующих электронов», разница между ними остаётся чисто словесной. Если бы роль многоэлектронной теории сводилась только к установлению этой аналогии (т. е. только к обоснованию ряда «зонных» утверждений), то она была бы не завиднее роли мавра, который уходит, сделав своё дело. Истинная плодотворность «многоэлектронного» подхода может выявиться лишь там, где начинается разница между двумя точками зрения, и многоэлектронная теория применяется к конкретным задачам. Такой случай мы имеем, например, в теории электронной плазмы, где кулоновское взаимодействие приводит к экранированию внешнего поля, действующего на носители тока, и к появлению бозевской ветви в спектре возбуждений — колебаний «плазменного» типа. Другой пример успешного «многоэлектронного» подхода даёт рассмотренная выше работа К. Б. Толпыго (см. также²⁴). Кроме того, в современной физике твёрдого тела всё более и более важную роль играют задачи, требующие принципиально многоэлектронного рассмотрения. Классический пример даёт теория экситона, весьма интенсивно развивающаяся в последнее

*) Подробнее см. 21.

**) Аналогичные результаты получены в²³ для заряженных возбуждений типа Бозе. Мы, однако, согласны с А. И. Ансельмом в том, что это обстоятельство не является убедительным аргументом в пользу многоэлектронной точки зрения, так как а) в ряде задач существенна статистика, которой подчиняются возбуждения и б) неясно, в какой мере правильно модель, принятая в²³, сможет описать поведение полупроводника в магнитном поле. Подчеркнём, вместе с тем, что к работе⁵ оба эти возражения не относятся.

Автором данного обзора был предложен новый механизм захвата, связанный с передачей энергии не непосредственно решётке, а колебаниям «плазменного» типа, обусловленным коллективным кулоновским взаимодействием электронов (и дырок) друг с другом (в связи с этим в работе была развита приближённая теория электронной плазмы в полупроводниках). Выяснилось, что названный механизм, повидимому, играет важную (если не решающую) роль, коль скоро он вступает в действие; последнее, однако, может иметь место лишь при достаточно большой ($> 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрации носителей тока (в противном случае переход энергии захватываемого носителя в плазменные колебания становится весьма затруднительным, так как соответствующие колебательные кванты слишком малы).

III. НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ

Анализируя итоги работы секции, можно, как нам кажется, сделать некоторые выводы об основных направлениях развития современной теории полупроводников*). Повидимому, можно выделить четыре таких направления (речь идёт не о конкретных важных задачах, которых, конечно, гораздо больше, а именно о тенденциях развития теории).

а) Рассмотрение электронов и колебаний решётки как единой системы. Это означает, что взаимодействие электронов проводимости с фононами рассматривается не просто как причина рассеяния (сбущивающая электрическое сопротивление вещества), а включается в гамильтониан нулевого приближения, т. е. принимается во внимание уже при определении стационарных состояний системы. Носителем тока при этом оказывается некий «конгломерат» из электронов и фононов. Эта точка зрения естественным образом возникла в теории поляронов в ионных кристаллах^{3,4}, когда связь электронов с колебаниями решётки, как правило, не слабая; в дальнейшем выяснилось, что она даёт отнюдь не тривиальные результаты и в применении к молекулярным и гомеополярным решёткам (доклады К. Б. Толпыго, М. Ф. Дейгена, Э. И. Рашба; см. также¹⁷).

б) Последовательно многоэлектронный подход к решению ряда конкретных задач. Вопрос о возможностях и пределах применимости одноэлектронного приближения в теории полупроводников неоднократно дискутировался в последние годы^{7,18-21}. Однако, повидимому, полное согласие ещё не достигнуто, и, например, А. И. Ансельм в своём докладе на Ленинградской конференции вполне определённо защищал одноэлектронную схему, указывая, что в известной мере и в ней учитывается взаимодействие электронов (методом самосогласованного поля), а также

*) Подчеркнём, что дальнейшее представляет собой изложение точки зрения автора обзора.

время в связи с целым рядом разнообразных задач²⁵⁻²⁸. Поэтому дальнейшее развитие многоэлектронной теории полупроводников представляется нам весьма актуальным.

в) Отказ от ряда идеализаций при построении феноменологической теории. Неоднократно уже указывалось (см. например, ¹), что феноменологические теории (выпрямления и других явлений), основанные на использовании микроскопических уравнений кинетики, уравнения Пуассона и т. д., сильно ограничены в своей применимости благодаря ряду мало оправданных идеализаций (ограничение только стационарным случаем, пренебрежение геометрическими особенностями данной структуры и т. д.). В последнее время названные дефекты постепенно начинают преодолеваться, и упомянутые ранее работы в этом отношении весьма показательны. Кроме трёх указанных направлений, широко представленных в рассмотренных докладах, следует указать ещё одно, хотя на конференции на него, к сожалению, было обращено гораздо меньше внимания, чем оно заслуживает. Мы имеем в виду давно уже поставленную акад. А. Ф. Иоффе²¹ проблему учёта природы химической связи в теории полупроводников. Одним из конкретных выражений этого является

г) учёт конкретных особенностей энергетического спектра при вычислении кинетических коэффициентов.

До недавнего времени все расчёты подвижности, постоянной Холла и других кинетических коэффициентов относились исключительно к предельно упрощённой модели полупроводника с невырожденными зонами и сферически симметричными изоэнергетическими поверхностями. В то же время прямые экспериментальные данные по циклотронному резонансу²⁹ ясно показывают, что фактическая ситуация в ряде случаев (в частности, в германии и кремнии) гораздо сложнее. Это приводит к необходимости пересмотреть существующую теорию кинетических коэффициентов, принимая во внимание также и неизбежное видоизменение закона взаимодействия носителей тока с фононами (Повидимому, наиболее существенно особенности структуры зон сказываются на некоторых эффектах с участием магнитного поля — изменении сопротивления в магнитном поле^{30, 31} и др.) В последнее время появился целый ряд работ, посвящённых этой задаче³²⁻³⁷, но вопрос ещё далеко нельзя считать исчерпанным.

Таковы некоторые итоги работы теоретической секции VIII Всесоюзной конференции по полупроводникам.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Пекар, ЖТФ **25** (1955).
2. R. P. Feynman, Phys. Rev. **97**, 660 (1955).
3. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов, Москва, 1951; УФН **50**, 197 (1953).

4. С. В. Тяблицков, ЖЭТФ **21**, 377 (1951); **23**, 381 (1952), Доповиди АН УССР, № 4, 239 (1951).
5. В. Л. Бонч-Бруевич, Физический сборник Львовского университета **1** (6), 1955.
6. А. С. Давыдов, Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, изд. АН УССР, Киев, 1951.
7. С. В. Вонсовский, УФН **48**, 289 (1952).
8. А. И. Губанов, ЖЭТФ **26**, 139 (1954), **28**, 401 (1955).
9. А. Г. Самойлович и М. И. Клиnger, ЖТФ **25**, 2050 (1955).
10. W. Shockley, W. Read, Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
11. T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. **B66**, 993 (1953).
12. L. Ostrowski, L. Sosnowski, Bull. Pol. Ac. Sc. III **2**, 392 (1954).
13. J. A. Hornbeck, J. R. Haynes, Phys. Rev. **97**, 311 (1955).
14. J. R. Haynes, J. A. Hornbeck, Phys. Rev. **100**, 606 (1955).
15. L. Pincherle, Proc. Phys. Soc. **B68**, № 5, 319 (1955).
16. N. Sclar, E. Burstein, Phys. Rev. **98**, 1757 (1955).
17. В. Л. Бонч-Бруевич, Доклад на совещании по теории полупроводников, Ленинград, 1955; ЖЭТФ **30**, № 8 (1956).
18. С. И. Пекар, ЖЭТФ **18**, 525 (1948); ЖТФ **22**, 1062 (1952).
19. Ф. Ф. Волькенштейн, УФН **43**, 11 (1951); ЖТФ **21**, 1544 (1951).
20. С. В. Вонсовский, Труды Института физики АН УССР, вып. 5, 3 (1954).
21. В. Л. Бонч-Бруевич, УФН **56**, 55 (1955).
22. Я. И. Френкель, Вестник АН СССР **10**, 61 (1946).
23. С. В. Вонсовский и В. С. Галишев, ЖЭТФ **25**, 584 (1953).
24. Т. И. Либерберги К. Б. Толпыго, ЖЭТФ **26**, 35 (1954).
25. В. Е. Лашкарёв, Сборник памяти С. И. Вавилова, стр. 324, Москва, 1952.
26. С. М. Дыкман и С. И. Пекар, Труды Института физики АН УССР, вып. 3, 92 (1952).
27. А. Г. Самойлович и Л. Л. Корнблит, Доклад на совещании по теории полупроводников, Ленинград, 1955.
28. Jutaka Toyazawa, Progr. Theor. Phys. **12**, 421 (1954).
29. G. Dresselhaus, A. F. Kip, C. Kittel, Phys. Rev. **98**, 368 (1955).
30. G. L. Pearson, Phys. Rev. **78**, 646 (1950).
31. H. Suhl, Phys. Rev. **78**, 646 (1950).
32. S. Meiboom, B. Abeles, Phys. Rev. **93**, 1121 (1954).
33. B. Abeles, S. Meiboom, Phys. Rev. **95**, 31 (1954).
34. M. Shibuya, J. Phys. Soc. Japan **9**, 134 (1954); Phys. Rev. **95**, 1385 (1954).
35. C. Herring, Bell. Syst. Techn. Journ. **34**, 237 (1955).
36. C. Herring, E. Vogt, Phys. Rev. **101**, 944 (1956).
37. W. Dumke, Phys. Rev. **101**, 531 (1956).