СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМЕ «ФИЗИКА И ХИМИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ» АН СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АН ЭСТОНСКОЙ ССР
ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Для служебного пользования

VII ВСЕСОЮЗНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Тарту, 27июня — 2 июля 1966 г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ТАРТУ 1966

СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМЕ «ФИЗИКА И ХИМИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ» АН СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АН ЭСТОНСКОЙ ССР
ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Для служебного пользования экз. № 301

VII ВСЕСОЮЗНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Тарту, 2 июня — 27 июля 1966 г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ТАРТУ 1966

TARTU ÜLIKOOLI
RAAMATUKOGU

ARHIIVKOGU

I. К ТЕОРИИ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВОГО ЛУЧА В НЕЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Д.И. Абакаров, А.А. Акопян, С.И. Пекар

Возможность самофокусировки была теоретически предсказана в [1, 2]. В [2] при расчете цилиндрического луча получено решение, у которого $div D \neq 0$. Это является результатом незаконного отбрасывания в волновом уравнении члена $grad\, div E$, тогда как при выбранном там типе решения $div E \neq 0$.

Авторы рассмотрели более точно цилиндрический самофокусированный луч, предложив новый метод его расчета для случая, когда радиус луча значительно больше длины волны. Это - метод последовательных приближений, в котором нулевое приближение дает результат, совпадающий с [2], но в высших приближениях появляются поправки; в частности, оказывается отличной от нуля проекция электрического поля на направление распространения луча.

Предложен новый тип самофокусирующего цилиндрического луча, в котором напряженность электрического поля перпендикулярна радиусу и оси луча. Поле этого луча рассчитано на электронной вычислительной машине.

Предложен прямой вариационный метод расчета формы самофоку-

сирующихся лучей. Результаты расчета этим методом приближенно совпадают с вычислениями на электронной машине.

I. Г.А. Аскарян, ЖЭТФ, 42, I567, I962.

2. R.Y. Chiao, E. Garmire, C.H. Townes, Phys. Rev. Lett., I3, 479, I964.

Институт полупроводников АН Укр.ССР, Киев

2. МЕТОД МОДЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА

И.В. Абаренков, И.М. Антонова, И.Я. Котляр, Е.М. Ледовская, Ю.А. Логачев

I. В рамках теории псевдо-потенциала вводится модельный потенциал как оператор умножения, приближающий в некотором смысле (на некоторых функциях) интегральный оператор псевдо-потенциала. Физически модельный потенциал описывает действие остова на валентный электрон с учетом принципа Паули. Для того случая, когда остов, содержащий заполненные оболочки, обладает сферической симметрией (остов ионов), предложен способ выбора модельного потенциала. Рассмотрены два конкретных вида модельного потенциала, записанные через эле-

ментарные функции с параметрами. Отмечается существенная зависимость модельного потенциала от энергии и орбитального квантового числа валентного электрона, что является следствием нелокальности исходного псевдо-потенциала. Приводятся результаты расчета модельного потенциала для некоторых конкретных ионов. Обсуждается качество приближения модельного потенциала. Производится сравнение с эмпирическими потенциалами.

2. С помощью модельного потенциала свободных положительных ионов рассматривается задача вычисления энергии связи щелочно-галоидных кристаллов. При значительно меньшем объеме вычислений точность рассчитанных величин оказывается выше, чем у Левдина.

3. С помощью модельного потенциала свободных ионов строится модельный потенциал кристалла. Рассматривается задача об F- центре в щелочно-галоидных кристаллах. Получается уравнение для волновой функции электрона F-центра и из рассмотрения асимптотики этого уравнения вводится средний (не зависящий от ℓ) модельный потенциал. Уравнение решается численно, причем для нескольких первых сферических слоев ионов окружения берется зависящий от ℓ модельный потенциал, а для всех остальных слоев - средний модельный потенциал. С помощью приближения поляризующейся решетки строятся адиабатические потенциалы и находятся

оптические характеристики F - центра.

4. Рассматривается задача о валентном d электроне в кубическом кристалле. В приближении полного разделения переменных рассматриваются примесные ионы, содержащие незаполненные d оболочки.

5. Рассматривается случай двух валентных электронов вне остова из заполненных оболочек и вводится эффективная диэлектрическая постоянная для взаимодействия валентных электронов. В качестве конкретного примера рассматриваются двухвалентные атомы второй группы.

Ленинградский госуниверситет

3. О ВЛИЯНИИ СТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТР ЭКСИТОНА ВАНЬЕ

В.М. Агранович

Проведен анализ расхождений, которые имеют место между микротеорией экситона Ванье во внешних полях и феноменологической теорией (кристаллооптика при учете пространственной дисперсии) для величины смещения экситонного терма.

Указаны причины этих расхождений.

ФЭИ, Обнинск

4. ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СПЕКТР ЭКСИТОНОВ В ОДНОМЕРНЫХ И ДВУМЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.М. Агранович, О.А. Дубовский

Рассматриваются особенности спектров экситонных состояний, возникающих в одномерных и плоских периодических структурах при учете запаздывающего взаимодействия. Получены аналитические выражения для формы экситонных зон и радиационной ширины этих состояний.

ФЭИ, Обнинск

5. ТЕОРИЯ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ОТДЕЛЬНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В КРИСТАЛЛАХ

В.М. Агранович, Ю.В. Конобеев

Выясняется роль фотонов в процессе переноса электронного

возбуждения между двумя примесными молекулами в кристалле. Рассмотрен случай как сильной, так и слабой связи электронных возбужденных состояний с фотонами. Подробно анализируется и сравнивается с экспериментом зависимость вероятности переноса от расстояния между примесными молекулами.

ФЭИ, Обнинск

6. К ТЕОРИИ ПРАВИЛА УРБАХА

В.М. Агранович, Ю.В. Конобеев

Анализируется вопрос о зависимости энергии экситонных состояний в молекулярных кристаллах от размеров кристалла. Предложен новый механизм, приводящий к правилу Урбаха. Выяснена роль поляритонных состояний ниже дна экситонной зоны в формировании длинноволнового края экситонной полосы поглощения.

ФЭИ, Обнинск

7. К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КРИСТАЛЛОВ

В.М. Агранович, Л.Н. Овандер, Б.С. Тошич

Предложен новый метод вычисления нелинейной поляризуемости кристаллов E_{ijl} для экситонной области спектра. Установлено соотношение между тензором E_{ijl} и кубическим ангармонизмом в системе нормальных волн. Показано, что выражения для E_{ijl}, полученные ранее в других работах, непригодны в кристаллах, имеющих показатель преломления n существенно отличающийся от единицы.

ФЭИ, Обнинск

8. ВАРИАЦИОННЫЙ РАСЧЕТ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ F-ЦЕНТРА В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ (ПРИБЛИЖЕНИЕ ТОЧЕЧНОЙ РЕШЕТКИ)

М.Н. Адамов, Е.М. Ледовская, Т.К. Ребане

Энергию поляризации F- центра можно приближенно вычислить с помощью мультипольных поляризуемостей. Воспользовавшись новым вариационным методом двусторонней оценки

возмущений второго порядка, мы нашли узкие интервалы, в которых лежат значения дипольной, квадрупольной и октупольной поляризуемостей, соответствующие рассматриваемой модели F- центра. Рассчитанные поляризуемости выражены через вариационный параметр простой аналитической функции, апроксимирующей волновую функцию электрона в неполяризующейся точечной решетке щелочно-галоидного кристалла с анионной вакансией.

Ленинградский госуниверситет

9. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОНОННЫХ СПЕКТРОВ КРИСТАЛЛОВ ПО УПРУГИМ ПОСТОЯННЫМ И КРИТИЧЕСКИМ ТОЧКАМ

А.Б. Алмазов

Исходным пунктом большинства из существующих методов расчета колебательных свойств решеток является либо модель Борна-Кармана, основанная на представлении о точечных массах, связанных упругими силами и расположенных в узлах кристаллической решетки, либо задача о плазменных колебаниях ионов, погруженных в электронный газ. Основным недостатком первой модели является большое число подгоночных параметров,

необходимых для согласования общих расчетов с реально встречающимися случаями. Второй подход пока доведен только до доказательства общих теорем, как правило, без учета конкретной структуры кристаллов.

В настоящей работе предлагается исходить из представления о плотности состояний, существование которой доказано при весьма общих предположениях. В частности речь может идти о тех ветвях спектра, которым соответствуют плазменные колебания ионов. В общем виде задача ставится следующим образом: пусть известна плотность состояний и существует закон дисперсии; спрашивается, каким должен быть закон дисперсии для того, чтобы плотность состояний имела заданный вид. В применении к линейной цепочке, под каковой понимается просто структура, обладающая одномерной трансляционной инвариантностью, эта задача решается при следующих упрощающих предположениях. Знаменатель плотности состояний разлагается в ряд по частотам так, чтобы обеспечить должную неаналитичность при нулевой частоте и чтобы учесть наличие только одной критической точки (которая, следовательно, соответствует границе зоны Бриллюэна). При этих предположениях, как показано, связь между частотой и волновым вектором выражается одной из двух эллиптических функций. В найденный таким образом закон дисперсии входят два параметра, один из которых может быть найден при известной

упругой постоянной (или скорости звука). Другой параметр, модулярный угол эллиптической функции, можно определить по положению критической точки, где плотность состояний обращается в бесконечность; одновременно определяется, какая из двух возможных эллиптических функций описывает закон дисперсии в данном случае. Наличие двух параметров физически связывается с существованием двух характерных длин: "геометрической", т.е. постоянной решетки, и "силовой", связанной с радиусом действия межатомных сил. Отношение этих длин может быть произвольным. Если обе длины совпадают, задача вырождается в тривальный случай приближения ближайших соседей.

Обобщение на трехмерные решетки выполнено на примере кубических гране- и объемноцентрированной решеток. Динамическая матрица разложена в ряд по эллиптическим функциям, и сохранены лишь первые члены разложений (аналог приближения ближайших соседей при разложении в ряд Фурье), так чтобы закон дисперсии вдоль симметричных направлений описывался одной из тех эллиптических функций, которые найдены в одномерной задаче. По экспериментальным данным о скоростях звука и о положении некоторых критических точек восстановлены законы дисперсии фононов в меди, алюминии, натрии и α-железе. Результаты совпали с измерениями во всех случаях, когда таковые имеются.

Рассмотренная аппроксимация неприменима при наличии эффекта

Кона и при количестве особых точек, большем минимального набора, определяемого требованиями симметрии.

I. А.Б. Алмазов, Physics Letters, I4, 83, I965.
2. А.Б. Алмазов, ФММ, в печати.

Институт общей и неорганической химии АН СССР, Москва

IO. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ ЗОН *GaP* И *GaAs* МЕТОДОМ ТЭТА-РАЗЛОЖЕНИЙ

А.Б. Алмазов*, Ю.И. Поляков**

Метод улучшения сходимости решеточных сумм путем перехода от фурье-разложений к тэта-разложениям [I] используется для описания зонной структуры *GaP* и *GaAs*. Простейшие комбинации тэта-функций, удовлетворяющие должным требованиям симметрии, рассматриваются как параметрически заданные законы дисперсии, и параметры (модулярные углы и пр.) находятся по отдельным экспериментальным данным (эффективным массам, критическим точкам и т.д.). Получены общие уравнения для определния параметров. Для описания дырочных зон рассмотренные простейшие комбинации

тэта-функций оказались более пригодными, чем для электронных.

I. А.Б. Алмазов, ФТТ, 4, I293, I962.

*Институт общей и неорганической химии АН СССР, Москва.

**Институт новых химических проблем АН СССР, Московская обл..

II. К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ

Л.К. Аминов, Б.З. Малкин

В работе рассмотрено искажение колебательного спектра парамагнитного кристалла при возбуждении содержащихся в нем примесных ионов элементов переходных групп.

Переход примесного иона в возбужденное состояние обусловливает локальное изменение силовых констант, отвечающих взаимодействию данного иона с его ближайшим окружением. В рамках модели кристаллического поля в общем случае силовые константы изменяются вследствие различия электрических моментов электронов незаполненных оболочек в основ -

ном и возбужденном состояниях примесного иона, а также в результате изменения кулоновского взаимодействия ионов, обусловленного различием равновесных конфигураций ближайшего окружения.

Конкретные расчеты изменения силовых констант были проведены для кристаллов кубической симметрии. В случае кубического окружения изменение диагональных элементов матрицы силовых констант, отвечающей взаимодействию примесного иона с одним из соседей, в тетрагональной системе координат равно нулю, а изменение недиагональных элементов пропорционально разности штарковских расщеплений основного и возбужденных состояний. Следует отметить, что при рассмотрении вырожденных состояний этот результат справедлив только при достаточно высоких температурах, когда можно пренебречь потенциальным барьером между расщепленными вследствие эффекта Яна-Теллера состояниями.

Расчет колебательного спектра кристаллической решетки с локально искаженной структурой производился по методу И.М. Лифшица. Численные расчеты выполнены для кристалла флюорита, содержащего примесные двухвалентные ионы самария и туллия. Наиболее сильное изменение силовых констант имеет место при возбуждении $4f$ электронов на оболочку $5d$. При этом взаимодействие примесного иона с окружением усиливается или ослабляется, если возбужденное состояние относится соответственно к нижнему или верхнему штарковскому подуров-

ню расщепленного в кубическом кристаллическом поле терма $^2D(5d^1)$. Рассчитав функции Грина уравнений движения регулярного кристалла, мы смогли получить частоты возникающих при возбуждении примесных ионов локальных колебаний различной симметрии.

Казанский госуниверситет

I2. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА НЕРНСТА-ЭТТИНГСХАУЗЕНА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.И. Ансельм*, Б.М. Аскеров**

На основе метода, предложенного в работе [I] и обоснованного в работе [2] , вычислены коэффициенты Нернста-Эттингсхаузена в полупроводниках со стандартной зоной, для невырожденных и вырожденных электронов, при разных механизмах рассеяния.

При вычислении недиссипативного тока, обусловленного наличием градиента температуры и магнитного поля, был учтен вклад, вносимый диамагнетизмом электронов проводимости [3]. Получены в квантовом пределе выражения для коэффициентов Нернста-Эттингсхаузена в случае рассеяния на точечных де-

фектах, примесных ионах и акустических колебаниях.

I. А.И. Ансельм, Б.М. Аскеров, ФТТ, 2, 2310, 1960.
2. А.И. Ансельм, Ю.Н. Образцов, Р.Г. Тарханян, ФТТ, 7, 2837, 1965.
3. Ю.Н. Образцов, ФТТ, 6, 414, 1964; 7, 575, 1965.

* Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

** Институт физики АН Аз. ССР, Баку

I3. К КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ТОКОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.И. Ансельм, Ю.Н. Образцов, Р.Г. Тарханян

Для построения строгой теории термомагнитных явлений в области квантующих магнитных полей, необходимо ввести градиент температуры в уравнение движения матрицы плотности. Однако, введение градиента температуры непосредственно в гамильтониан системы невозможно, так как он не является функцией от динамических переменных. В работе градиент температуры вводится в уравнения движения в матрицу плотности

в нулевом приближении по рассеянию в форме

$$\rho_{\alpha\alpha'} = \left[e^{\frac{\varepsilon_\alpha - \zeta}{kT(\bar{X}_\alpha)}} + 1 \right]^{-1} \delta_{\alpha\alpha'} , \qquad (I)$$

где ε_α – собственное значение энергии электрона проводимости в магнитном поле, ζ – химический потенциал электронов и $\bar{X}_\alpha$ – координата положения равновесия магнитного осциллятора Ландау. Выражение (I) написано на основании предположения о локальном (неполном) термодинамическом равновесии. Принималось, что $\nabla_x T = \frac{\partial T}{\partial \bar{X}_\alpha}$. Уравнение для движения матрицы плотности было решено в первом приближении по рассеянию, при использовании (I) в качестве нулевого приближения. При этом для диссипативного и недиссипативного токов были получены выражения, выведенные в работе [2] на основании наглядных соображений.

Для определения макроскопического недиссипативного тока необходимо к полученному выражению добавить ток, связанный с диамагнетизмом электронов проводимости [3] .

I. А.И. Ансельм, Ю.Н. Образцов, Р.Г. Тарханян, ФТТ, 7, 2837, I965.

2. А.И. Ансельм, Б.М. Аскеров, ФТТ, 2, 23I0, I960.

3. Ю.Н. Образцов, ФТТ, 6, 4I4, I964; 7, 573, I965.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

I4. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА И ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус

Задача о движении электрона в скрещенных полях при произвольном отношении электрического поля E и магнитного поля H может быть решена лишь при одновременном учете обоих зон, валентной и проводимости. В ряде полупроводников IУ-УI групп (PbS, $PbSe$, $PbTe$) двухзонная модель, по-видимому, описывается уравнением, отличающимся от уравнения Дирака лишь анизотропией эффективных масс, которую легко устранить соответсвующим преобразованием координат и заменой c^2 на $s^2 = \frac{E_g}{2m^*}$. Здесь m^* - эффективная масса плотности состояний электронов и дырок, которые в этом приближении равны, а E_g - ширина запрещенной зоны. Аналогичное уравнение справедливо для решетки типа алмаза или ZnS, при знаке спинорбитального расщепления, обратном имеющемуся в Ge или $InSb$.

Это уравнение инвариантно относительно преобразования, отличающегося от преобразования Лоренца лишь с заменой c на s, при этом $\frac{sH}{c}$ и iE преобразуются как компоненты соответствующего тензора поля теории относительности. Поэтому, выбирая соответствующую подвижную систему координат, задачу о движении электрона в скрещенных полях можно свести

к задаче в одном эффективном электрическом поле $E' = E(1-\beta^{-2})^{1/2}$ при $\beta = \frac{cE}{sH} > 1$, а при $\beta < 1$ к задаче в эффективном магнитном поле $H' = H(1-\beta^2)^{1/2}$. В первом случае движение в направлении E будет **инфинитным**, во втором - финитным и будет иметь место квантование Ландау. Поэтому при $\beta < 1$ туннельный ток в однородном поле обращается в нуль и может быть обусловлен лишь рассеянием на **примесях или фононах. При** $\beta > 1$ **туннельный ток уменьшается** с ростом H по закону:

$$J = \frac{e^2(E^2 - \frac{s^2H^2}{c^2})}{36\pi\hbar^2 s} \exp\left\{-\frac{\pi m^2 s^3}{e\hbar(E^2 - \frac{s^2H^2}{c^2})^{1/2}}\right\}$$

и при $\beta = 1$ обращается в нуль. Если эффективные массы анизотропны, то туннельный ток зависит от ориентации $\vec{E}$ и $\vec{H}$ по отношению к осям эллипсоида. Результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Коэффициент поглощения света в скрещенных полях при $\beta < 1$ при $\hbar\omega < E_g$ проходит через максимум и уменьшается в согласии с результатами работы [I] . При $\beta < 1$ имеют место переходы между дискретными уровнями Ландау, тогда как при $\beta > 1$ переходы происходят между уровнями непрерывного спектра и имеет место эффект Франца-Келдыша [2] . При $\beta > 1$ коэффициент поглощения $\varkappa$ при $\hbar\omega < E_g$ **уменьшается экспоненциально с ростом** H **и почти не зависит от поляризации света.**

I. А.Г. Аронов, ФТТ, 5, 552, I963.

2. Л.В. Келдыш, ЖЭТФ, 34, 1138, 1958.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

15. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С НЕСТАНДАРТНОЙ ЗОНОЙ

Б.М. Аскеров, Ф.М. Гашимзаде

Теория, развитая Адамсом и Хольстейном, обобщена на случай изотропной, но нестандартной зоны, типа зоны проводимости $InSb$, $InAs$ и др. Решена задача о спектре электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях с учетом взаимодействия зоны проводимости с валентными зонами и показано, что и в этом случае электрическое поле, в линейном приближении, входит в спектр так же, как и для стандартной зоны. Из решения уравнения движения для матрицы плотности получено, что недиссипативный ток определяется концентрацией электронов проводимости так же, как и в случае стандартной зоны, а в диссипативный ток нестандартность входит только через закон сохранения энергии в процессе рассеяния. Кроме того, перенормируется константа взаимодействия электрона с решеткой.

Общая формула для электропроводности применена к вырожденному n - $InSb$. Получены условия осцилляции Шубникова-де Гааза с учетом спинового расщепления уровней Ландау и вычислены положения осцилляционных максимумов. По положению нулевого максимума можно определить g -фактор, зная эффективную массу на дне зоны проводимости или, зная g -фактор - определить эффективную массу электрона на дне зоны. Экспериментально найденный таким способом g -фактор удовлетворительно согласуется с теоретически вычисленным значением и слабо зависит от концентрации, как и следует из теории.

Наконец, указана возможность непосредственного определения величины спин-орбитального расщепления валентных зон по положению нулевого максимума.

Институт физики АН Азерб. ССР, Баку

I6. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский

Физико-технический институт АН Укр. ССР, Харьков

I7. СПЕКТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СПИНОВЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МАГНЕТИКАХ

В.Г. Барьяхтар, Е.Г. Рудашевский, М.А. Савченко, Степанов

Физико-технический институт АН Укр. ССР, Харьков

I8. К ТЕОРИИ УДАРНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СЛОЖНОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРОЙ

Н.С. Барышев, К.Я. Штивельман

Теория междузонной ударной рекомбинации обобщается на случай полупроводников с несколькими минимумами зоны проводимости и валентной зоны. Рассмотрение проведено для соединений группы сернистого свинца, минимумы обеих энергетических зон которых располагаются в точках L зоны Бриллюэна. Из всех возможных типов ударных переходов существенны лишь те, при которых носители не перебрасываются из одного минимума в другой (общее число минимумов в каждой из зон равно четырем). Полная вероятность перехода в рассматриваемом случае в I6 раз больше, чем в случае простых зон, параметры которых совпадают с параметрами отдель-

ного минимума. Входящие в матричный элемент перехода интегралы перекрытия модулирующих частей блоховских волновых функций оценены на основе связи между матричными элементами электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия. Рассчитана зависимость времени жизни, обусловленного ударным процессом, от концентраций носителей тока и температуры при отсутствии вырождения. Результаты сравниваются с предыдущим более грубым расчетом одного из авторов, а также с данными по междузонной изуча - тельной рекомбинации. При низких температурах соотношение между излучательным и ударным межзонными процессами в соединениях группы сернистого свинца гораздо более благоприятно для эффективности квантовых генераторов, чем, например, в сурьмянистом и мышьяковистом индии.

Казань

19. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ЭФФЕКТЫ

Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич

В настоящей работе исследовано нелинейное распространение

электромагнитных волн в полупроводниках. Как известно, в отличие от линейного случая, в нелинейной задаче вместо одного аномального скин-эффекта $L \ll l_u$, существует два: $L \ll l_u$ и $L \ll l_э$. Однако при "первом" аномальном скин-эффекте $L \ll l_u$ основную роль играют не эффекты нагрева газа носителей тока, а так называемые стрикционные эффекты. Существенно, что "первый" аномальный скин-эффект в полупроводниках практически не реализуем из-за малой длины свободного пробега, связанной с передачей импульса. Таким образом, в данной работе рассмотрен только "второй" аномальный скин-эффект. Кроме того, был рассмотрен нормальный скин-эффект $L \gg l_э, l_u$ с учетом нелинейности. Были вычислены зависимости эффективных электронных температур θ, связанных с нагревом электронов и полей E в среде в зависимости от z (задача предполагалась одномерной). Оказалось, что при больших z, в области, где $\theta \sim T$ (T - температура решетки), поле имеет вид:

$$E(z) = RE^{\circ} S_E e^{(i\frac{\omega}{c} n z - \xi_0 z)},$$

где S_E - так называемый множитель самовоздействия, ξ_0 - затухание в линейной теории. Было вычислено S_E в различных предположениях о частотах падающего поля (рассмотрены случаи падения волны с резонансными и нерезонансными частотами). При z близких к границе ($\theta \gg T$) поле имеет вид $E = (1+\gamma z)^{\alpha}$. α и γ вычислены в работе при тех

же частотах, что и в случае $\theta \sim T$. Кроме того, было рассмотрено специфическое взаимодействие электромагнитных волн, связанное с нагреванием электронного газа. Если в полупроводнике распространяются две волны с частотами ω_1 и ω_2 , причем амплитуда первой волны E_1 много больше амплитуды второй волны E_2 , то, как было показано в ряде работ, в нулевом приближении по комбинационные гармоники не появятся. Однако взаимодействие скажется в том, что вторая волна будет распространяться в газе, нагретом первой волной. Это обстоятельство скажется на фазе и затухании второй волны. В работе вычислена зависимость E_2 от z при различных соотношениях между ω_1 и ω_2 . В результате нагревания электронов в полупроводнике электромагнитным полем возникают градиенты температур, которые приводят к возникновению статических полей (термомагнитных эффектов Нернста-Эттингсгаусса). Эти эффекты также были рассмотрены в данной работе.

Институт радиоэлектроники АН Укр. ССР, Харьков

20. ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА НА ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.Л. Бир

Рассматривается статический эффект Яна-Теллера на примесных центрах в полупроводниках. Основное состояние мелких примесных центров в полупроводниках часто является вырожденным, так как кратность вырождения мелкого уровня примесного центра совпадает с кратностью вырождения зоны в точке экстремума. Поэтому для полупроводников с вырожденной зоной возможен эффект Яна-Теллера на примесных центрах. Способ расчета эффекта Яна-Теллера Ван-Флека, Ёпика и Прайса и др. [I] неприменим в случае достаточно мелких примесных центров, у которых волновая функция простирается на много постоянных решетки. Однако это позволяет рассматривать взаимодействие примесного центра с решеткой как взаимодействие с упругой анизотропной средой. Поэтому в случае мелких примесных центров механизм эффекта Яна-Теллера заключается в возникновении анизотропной деформации в кристалле, что приводит к смещению и расщеплению уровня примесного центра. Рассматривается случай, когда расщепление мало по сравнению с энергией ионизации. Для определения величины и характера расщепления нужно решать совместно уравнение Шредингера для электрона примесного центра, взаимодействующего с упругой деформацией, и уравнение равновесия для деформации, в котором следует учитывать напряжение, создаваемое электроном примесного

центра для кубических кристаллов с экстремумом зоны при $K = 0$.

Для орбитально невырожденных уровней примесных центров (представления Γ_1, Γ_2, Γ_6, Γ_7) взаимодействие с деформацией приводит только к некоторому понижению энергии, в случае вырожденных уровней (представления $\Gamma_3, \Gamma_4, \Gamma_5, \Gamma_8$) происходит также и расщепление уровней. При этом остается своеобразное вырождение по деформации, когда одной энергии может соответствовать несколько состояний с различным направлением деформаций (представления Γ_4, Γ_5) или даже непрерывное множество состояний, отличающихся направлением деформации (представления Γ_3, Γ_8). Для величины расщепления ΔE получено

$$\Delta E \sim \frac{\alpha^2}{\bar{r}^3 C},$$

где α – константа деформационного потенциала, $\bar{r}$ – средний радиус электронного состояния, C – модуль упругости.

Для примесных центров с энергией ионизации 0,05–0,1 eV величина расщепления может быть порядка 0,01–0,02 eV

I. I.H. Van Vleck, J. Chem. Phys., 7, 72, 1939; U. Öpik, H. Pryce, Proc. Roy. Soc., A238, 425, 1957.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

21. РАСЧЕТ ПОПЕРЕЧНИКА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДВУХ ЭКСИТОНОВ В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А.И. Бобрышева

Рассчитан поперечник упругого рассеяния двух экситонов произвольного радиуса в борновском приближении.

В системе центра инерции вероятность перехода двух экситонов из состояния с волновыми векторами $\vec{\kappa}_1$, $\vec{\kappa}_2$ в состояние с волновыми векторами $\vec{\kappa}_1'$, $\vec{\kappa}_2'$ дается выражением

$$W_{\kappa\kappa'} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{\kappa\kappa'} \right|^2 \delta\left(\frac{\hbar\kappa^2}{2\mu} - \frac{\hbar\kappa'^2}{2\mu} \right) d\tau_{\kappa'}, \qquad (I)$$

где $\vec{\kappa} = \frac{\vec{\kappa}_1 - \vec{\kappa}_2}{2}$, $M_{\kappa\kappa'}$ – матричный элемент перехода, μ – приведенная масса двух экситонов.

Функции начального и конечного состояний выбирались в виде

$$\Psi_{\kappa} = \sqrt{\frac{\mu}{2\hbar\kappa}} \left\{ e^{i\vec{\kappa}\vec{R}} + e^{-i\vec{\kappa}\vec{R}} \right\}$$

$$\Psi_{\kappa'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left\{ e^{i\vec{\kappa}'\vec{R}} + e^{-i\vec{\kappa}'\vec{R}} \right\}$$

R – координата относительного движения системы из двух одинаковых экситонов.

Потенциальная энергия взаимодействия двух экситонов, входящая в $M_{\kappa\kappa'}$, получена в работе [I] решением многоэлектронной задачи. В данном расчете она аппроксимирована потенциалом Морзе, в который для учета поляризации среды

введена диэлектрическая постоянная. В этом случае поперечник рассеяния двух экситонов дается выражением

$$\sigma = \frac{256\pi\beta^2 D_0^2 \mu^2}{\hbar^4 \varepsilon^2}\left\{ e^{4\beta R_0}\left[\frac{\kappa^4+3\kappa^2\beta^2+3\beta^4}{384\beta^6(\kappa^2+\beta^2)^3} + \right.\right.$$

$$+ \frac{1}{64\beta^2(2\beta^2+\kappa^2)^2(\beta^2+\kappa^2)} - \frac{1}{8\kappa^2(4\beta^2+2\kappa^2)^3}\ln\frac{\beta^4}{(\beta^2+\kappa^2)^2}\Big] -$$

$$+ e^{2\beta R_0}\left[\frac{2}{3}\frac{(16\kappa^4+12\kappa^2\beta^2+3\beta^4)}{\beta^6(4\kappa^2+\beta^2)^3} + \frac{1}{\beta^2(\beta^2+2\kappa^2)^2(\beta^2+4\kappa^2)} + \right.$$

$$+ \frac{1}{8\kappa^2(\beta^2+2\kappa^2)^3}\ln\frac{(\beta^2+4\kappa^2}{\beta^4}\Big] - 2e^{3\beta R_0}\left[-\frac{5\beta^2+4\kappa^2}{24\beta^6(\beta^2+\kappa^2)(\beta^2+4\kappa^2)} + \right.$$

$$+ \frac{4}{9\beta^6(4\kappa^2+\beta^2)} + \frac{1}{27\beta^6\kappa^2}\ln\frac{\kappa^2+\beta^2}{4\kappa^2+\beta^2} -$$

$$- \frac{3}{8\beta^2(5\beta^2+4\kappa^2)(\beta^2+4\kappa^2)(\beta^2+\kappa^2)} + \frac{4}{\beta^2(\beta^2+4\kappa^2)(5\beta^2+4\kappa^2)^2} -$$

$$\left.\left. - \frac{1}{\kappa^2(5\beta^2+4\kappa^2)^3}\ln\frac{\beta^4}{(\beta^2+\kappa^2)(\beta^2+4\kappa^2)}\Big]\right\}.$$

Здесь β – параметр потенциала Морзе, R_0 – равновесное расстояние, D_0 – энергия связи двух экситонов. Численные оценки приведены для частных случаев $\kappa = 0$ и $\kappa \gg \beta$; при $\mu = 10^{-27}$ г, $\beta R_0 = 2,13$, $D_0 = 0,021$ eV, $R_0 = 9$Å ($\kappa = 0$, $\sigma = 1,8\cdot10^{-14}$ см^2). В случае $\vec{\kappa} \gg \beta$, $\sigma = \frac{3,37}{\kappa^2}$.

I. А.И. Бобрышева, Н.М. Щербинина, Изв, АН МССР, № 2, 69, 1965.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

22. УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ТРЕХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ. ПЕРЕХОДЫ: МЕЖДУ ЗОНАМИ, В ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И В ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРАХ

А.И. Бобрышева, С.А. Москаленко

Выведены угловые зависимости для трехфотонных переходов на члене взаимодействия электромагнитного поля и вещества ($\vec{A}\vec{V}$) для всех неприводимых представлений I2 наиболее богатых точечных групп при произвольных значениях частот ω_1, ω_2, ω_3 и поляризациях $\vec{\varepsilon}_1$, $\vec{\varepsilon}_2$, $\vec{\varepsilon}_3$ трех квантов излучения. Более простая задача для двухфотонного поглощения была решена Инуе и Тойозава [I]. Экспериментальное исследование трехфотонного поглощения выполнено в нафталене [2].

Матричный элемент перехода из основного состояния собственного кристалла в экситонное состояние либо в состояние диссоциированной электронно-дырочной пары, а также для переходов электрона в локальном центре имеет вид

$$\langle i| \sum_{1\to2\to3} [(\vec{\varepsilon}_1\vec{p})\Lambda_1(\vec{\varepsilon}_2\vec{p}) + (\vec{\varepsilon}_2\vec{p})\Lambda_2(\vec{\varepsilon}_1\vec{p})]\Lambda(1,2)(\vec{\varepsilon}_3\vec{p})|f\rangle , \qquad (I)$$

$|i\rangle$ и $|f\rangle$ обозначают начальное и конечное состояния электронной подсистемы, $\vec{p}$ – оператор импульса всех электронов, $\sum_{1\to2\to3}$ – сумма по трем циклическим перестановкам индексов I, 2, 3, Λ_1 и $\Lambda(1,2)$ в случае трехквантового поглощения либо

излучения имеют вид

$$\Lambda_1 = \sum_u \frac{|u><u|}{E_u - \hbar\omega_1}, \quad \Lambda(1,2) = \sum_u \frac{|u><u|}{E_u - \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2}, \qquad (2)$$

u – промежуточные состояния электронной подсистемы.

Ниже мы приведем полученные нами результаты для кристаллов двух типов симметрии O и C_{6v} для случая, когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ и $\vec{\varepsilon}_1 \| \vec{\varepsilon}_2 \| \vec{\varepsilon}_3 = \vec{\varepsilon}$, т.е. когда поглощаются три фотона одного лазерного пучка и переходы происходят из основного состояния полупроводника или диэлектрика в возбужденное состояние кристалла. В кристаллах кубической симметрии типа O связанные и диссоциированные состояния дырочной пары характеризуются неприводимыми представлениями $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4, \Gamma_5$, а в кристаллах гексагональной симметрии типа C_{6v} неприводимыми представлениями типа $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4, \Gamma_5, \Gamma_6$. Суммируя квадрат модуля выражения (I) по конечным состояниям, найдем следующие угловые зависимости вероятностей перехода $P(\Gamma_i)$ для всех указанных представлений. Направляющие косинусы вектора поляризации $\vec{\varepsilon}$ обозначим ℓ, m, n.

Для кубических кристаллов группы O:

$$P(\Gamma_1) = 0; \quad P(\Gamma_2) = \ell^2 m^2 n^2; \quad P(\Gamma_3) = 0;$$

$$P(\Gamma_4) = \ell^2 |\ell^2 + a(m^2 + n^2)|^2 + m^2 |m^2 + a(\ell^2 + n^2)|^2 + n^2 |n^2 + a(\ell^2 + m^2)|^2; \qquad (3)$$

$$P(\Gamma_5) = \ell^2 (m^2 - n^2)^2 + m^2 (\ell^2 - n^2)^2 + n^2 (\ell^2 - m^2)^2.$$

Для кристаллов группы O_h представления Γ_i следует заменить на Γ_i^-. Принятые обозначения представлений соответствуют работе [3].

Для гексагональных кристаллов группы C_{6v} получено:

$$P(\Gamma_1) = h^2/n^2 + a_1(l^2+m^2)/^2 ; \quad P(\Gamma_2) = 0 ;$$
$$P(\Gamma_3) = m^2(3l^2 - m^2)^2 ; \quad P(\Gamma_4) = l^2(3m^2 - l^2)^2; \qquad (4)$$
$$P(\Gamma_5) = (l^2+m^2)^2 n^2 ;$$
$$P(\Gamma_6) = (l^2+m^2)/n^2 + a_6(l^2+m^2)/^2 .$$

Обозначения неприводимых представлений взяты из работы [4]. Константы a, a_1, a_6, фигурирующие в формулах (3), (4), должны быть определены из опыта.

I. M.Inoue, Y.Toyozawa, J. Phys.Soc. Jap. , 20, 363, 1965.
2. S.Singh, L.T. Brodley, Phys. Rev. Lett. , 12, 1964.
3. Overhauser, Phys. Rev. , 101, 1702, 1956.
4. Э.И. Рашба, ФТТ I, 407, 1959

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

23. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПИНЧ В АНИЗОТРОПНО ДЕФОРМИРОВАННОМ СОБСТВЕННОМ ГЕРМАНИИ

И.И. Бойко, И.П. Жадько, Э.И. Рашба, В.И. Романов

Рассмотрены явления, сопровождающие прохождение электрического тока через пластинки из собственного Ge, вырезанного под углом к главным кристаллографическим осям. Анизотропия проводимости создается путем одноосного сжатия кристалла. В этих условиях в кристаллах с большим временем жизни неравновесных носителей (диффузионная длина порядка поперечных размеров кристалла) возникают поперечные градиенты концентраций электронов и дырок, вследствие этого сопротивление образца существенно зависит от тока. В сильных полях носители тока концентрируются в узкой области вблизи одной из поверхностей, в то же время из остальной части кристалла, занимающей большую часть объема, носители практически полностью удалены (электрический пинч в электронно-дырочной плазме).

Пространственное распределение электронов и дырок существенно определяется скоростями поверхностной рекомбинации, полное количество носителей тока в сильных полях изменяется обратно пропорционально полю, если скорости поверхностной рекомбинации - конечной величины. При этом полный ток

стремится к насыщению. В случае большого различия скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях кристалла вольт-амперная характеристика имеет резко асимметричный вид (большой коэффициент выпрямления).

Исследование пьезорезистивных характеристик показывает, что зависимость сопротивления от деформирующего напряжения, создающего анизотропию проводимости, в условиях электрического пинча на один-два порядка превышает эффект обычного пьезосопротивления.

Рассмотрение кинетики установления тока в описанных условиях дополняет картину влияния поверхностной рекомбинации на электрический пинч.

В заключение рассмотрены особенности фотопроводимости в условиях электрического пинча. При значительной интенсивности возбуждающего света возможно наблюдение пинча даже в несобственном материале.

Выводы теории хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Институт полупроводников АН Укр.ССР, Киев

24. К ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.Л. Бонч-Бруевич, А.А. Другова

I. Плотность состояний и проблема экспериментального ее изучения. Связь плотностей состояний в высокочастотной электропроводностью.

2. Оптические переходы с учетом особенностей сильно легированного полупроводника. Переходы зона-зона и зона-примесь.

3. Случай глубокой ловушки. Связь интенсивности рекомбинационного излучения с плотностью состояний в одной из зон. Роль фононов. Многофононные переходы в многоэлектронной системе.

Московский госуниверситет

25. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В.Л. Бонч-Бруевич, А.Г. Миронов

I. Механизмы образования отрицательной дифференциальной проводимости (одп) в пространственно однородном полупроводнике. Роль нагрева электронов. Рекомбинационная и дрейфовая нелинейность.

2. Проблема устойчивости однородной системы с одп. Роль "затравочных" неоднородностей. Однородное и неоднородное

распределение электронной плотности. Гистерезис.
3. Движение доменов и колебания тока. Решение типа Римана. Односторонние волны пространственного заряда.
4. Скорость домена. Влияние подсветки и напряжения на образце. Форма колебаний в зависимости от роли связанного заряда.

Московский госуниверситет

26. О ЗВУКО-РЕКОМБИНАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.Л. Бонч-Бруевич, Э.М. Эпштейн

Рассмотрено влияние сильного ультразвукового потока на электроны в полупроводнике с заряженными примесными центрами. Вследствие зависимости коэффициентов захвата от энергии электронов оказывается возможным образование падающего участка на звукоэлектрической характеристике. Это может привести к неустойчивости системы относительно флуктаций плотности звукового потока. В случае отрицательно заряженных примесей нарастание флуктаций плотности звукового потока будет сопровождаться нарастанием флуктаций

электронной плотности и, следовательно, разбиением образца на электрические домены. Если же примесные центры заряжены положительно, то доменизации образца в условиях звуковой неустойчивости не будет.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

27. О ПРИРОДЕ СПОНТАННОГО И ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В КРИСТАЛЛАХ CdS И $CdS - CdSe$.

М.С. Бродин, В.С. Машкевич

В последнее время была получена генерация лазерного излучения в некоторых полупроводниковых кристаллах, в том числе в CdS [1, 2] и $CdS - CdSe$ [3] при двухфотонном возбуждении. Основная проблема теории указанного явления состоит в определении механизма генерации, в частности, в установлении типа излучательного перехода. Это важно также в практическом отношении - для выбора оптимальных условий генерации. В настоящем докладе излагаются результаты теоретического и экспериментального исследований данной проблемы.

Экспериментально установленные свойства спонтанного и ин-

дуцированного излучения указанных кристаллов (частоты излучения, поляризационные свойства и ширина полос) указывают на экситонную природу излучения. Приняв такую природу, нужно сделать выбор из возможных типов переходов: прямые экситонные переходы, непрямые переходы с участием фононов и переходы с участием примеси.

Поскольку при не слишком высоких концентрациях экситонов они являются бозонами, для генерации на прямом переходе требуются, как показывают оценки для рассматриваемых кристаллов, концентрации порядка $10^{19} - 10^{20}$ см$^{-3}$. Между тем, теория генерации на прямых переходах, развитая одним из автором на основе [4] , показывает, что указанная генерация должна происходить при концентрациях на 2-3 порядка меньших. Следовательно, естественно считать, что генерация происходит не на прямых переходах.

Дальнейший выбор можно сделать, анализируя частотные характеристики излучения. Теоретически показано, что при генерации на непрямом переходе с участием оптического фонона частота перехода

$$\hbar\omega = E_{ex} - \hbar\omega_{\phi} + U\kappa T$$

где E_{ex} – энергия нижайшего экситонного состояния с $\vec{\kappa}=0$, ω_{ϕ} – частота фонона, величина U определяется параметрами кристаллов и заключена в пределах (0,3/2).

Экспериментальные данные находятся в удовлетоворительном согласии с приведенной формулой. Таким образом,

есть основания считать, что генерация происходит на переходах с участием оптического фонона.

I. Н.Г. Басов, А.З. Грасюк, И.Г. Зубарев, В.А. Катулин, ФТТ, 7, 3639, I965.
2. В.К. Конюхов, А.А. Кулевский, А.М. Прохоров, ДАН СССР, I64, I062, I965.
3. М.С. Бродин, Н.И. Витриховский, С.В. Закревский, В.Я. Резниченко, УФЖ, № 3, I966.
4. В.С. Машкевич. Основы кинетики излучения лазеров, Киев, I966.

Институт физики АН Укр. ССР, Киев

28. О ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, СВЯЗАННЫХ С ГРАНИЦЕЙ ЗЕРЕН

В.В. Васькин, А.С. Горевский, М.Я. Широбоков

Горький

29. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ГЕТЕРОПЕРЕХОД

В.Л. Винецкий, Г.Ф. Квенцель

В последние годы ведутся интенсивные экспериментальные исследования полупроводниковых кристаллов, пространственно неоднородных по химическому составу. Обычно две противоположные грани кристалла состоят из химически чистых, но различных материалов A и B, например, CdS и $ZnTe$, Ge и $GaAs$ и т.д. В пространстве между ними происходит плавное либо резкое, в зависимости от способа получения кристалла, изменение химического состава от A до B; эту промежуточную область называют гетеропереходом полупроводников A и B. Особый интерес представляют гетеропереходы полупроводников, из которых один имеет n- , другой - p-тип проводимости. Такие $p-n$ гетеропереходы имеют неодинаковую ширину запрещенной зоны E и различное расстояние ее потолка от уровня вакуума (работу выхода) χ по разные стороны от плоскости гетероперехода. Поэтому для различных пар полупроводников A,B можно получать весьма разнообразную топологию энергетических уровней.

Однако последовательное теоретическое рассмотрение энергетической структуры кристалла с гетеропереходом в настоящее время отсутствует. В основном исследовались вольт-

амперные характеристики гетеропереходов, но такое рассмотрение не опирается на достаточно точное описание энергетического спектра системы.

В настоящей работе рассмотрено уравнение Шредингера для "лишнего" электрона в кристалле с гетеропереходом. На основе безмодельного рассмотрения показано наличие трех типов состояний электрона: I) соответствующее движению электрона по всему бесконечному кристаллу; 2) соответствующее движению электрона в направлении z, перпендикулярном к плоскости гетероперехода, в одной из областей (например, А) и экспонециальному затуханию волновой функции электрона в другой (В); 3) "поверхностная" зона: волновая функция электрона экспоненциально убывает вдоль оси z по обе стороны от плоскости гетероперехода.

Наличие локальных (по z) состояний типа 3) в области p-n гетероперехода должно играть существенную роль при определении величины объемного заряда в p-n гетеропереходе. Это обстоятельство может привести к существенному отличию его свойств от свойств обычного p-n перехода в химически однородном полупроводнике.

В работе проведен анализ различных приближений, которые могут быть использованы для количественного решения рассматриваемой задачи. В определенных приближениях вычислены уровни энергии; получены условия существования локальных состояний 3), зависимость радиуса волновой функции элек-

трона в области В от волнового вектора K_A для состояний типа 2).

Институт физики АН Укр. ССР, Киев

30. ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ И ГАЛЬВАМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.И. Восилюс, И.Б. Левинсон

Рассматривается функция распределения в сильных электрических полях E при низкотемпературном рассеянии на оптических фононах с предельной частотой ω_0, $T \ll \omega_0$. Определяются два характерных поля из соотношений $eE^{\pm}\tau^{\pm} = p_0$, где $p_0 = mv_0$ – импульс электрона с энергией ω_0, τ^+ и τ^- – времена рассеяния, связанные соответственно с испусканием и поглощением фонона. При этом $\tau^+ \sim e^{-u}\tau^-$, где $u = \omega_0/T \gg 1$. В полях $E \ll E^-$ электроны рассеиваются путем поглощения и мгновенного испускания, которые вместе составляют почти упругий акт составного рассеяния. Поэтому распределение электронов обладает малой анизотропией. В полях $E^- \ll E \ll E^+$ поглощением фононов можно пренебречь, а испускание приводит к полной остановке электрона. Поэтому распределе-

ние электронов существенно отлично от нуля только вблизи траектории в импульсном пространстве, начинающей при $\vec{p}=0$. Если магнитного поля нет, эта траектория прямая, и все электроны имеют импульсы, параллельные E - реализуется распределение с большой анизотропией. Протекание тока сопровождается генерацией оптических фононов, монохроматичных по импульсу: $\vec{q} \parallel \vec{E}$ и $|\vec{q}| = p_0$. Включение магнитного поля H E искривляет траекторию по дуге окружности радиуса $mc\frac{E}{H}$. При $H < H_c = 2\frac{c}{v_0}E$ эта траектория достигает энергии ω_0, распределение заметно отлично от нуля вблизи искривленной траектории и $\vec{q}$ поворачивается на угол $\alpha = \arcsin H/H_c$. При $H > H_c$ электроны не могут набрать энергии ω_0, становится существенным поглощение (с мгновенным испусканием) и распределение с большой анизотропией "рассыпается". Генерация монохроматических фононов исчезает. В поле $H = H_c$ должны наблюдаться максимум холловского тока и резкое уменьшение диссипативного тока на гаусс-амперных характеристиках.

Институт физики и математики АН Лит. ССР, Вильнюс

31. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Г.М. Генкин, В.М. Файн, Э.Г. Ящин

Рассматриваются нелинейные свойства ионного кристалла, обусловленные комбинациями решетки. Используя методику трехвременных и четырехвременных температурных функций Грина, получено выражение для тензоров кросс-восприимчивости третьего и четвертого рангов при учете ангармонизма колебаний решетки третьего и четвертого порядков. Оказывается, что в определенном приближении тензор $\chi_{abc}(\omega\,\omega)$ является симметричным по индексам а и в. Рассматриваются двухквантовые, в частности, рамановские процессы, а также параметрическое взаимодействие четырех волн. Рассмотрены ширина линии и сдвиг частоты, обусловленные ангармонизмом колебаний решетки, для случая рамановского резонанса. Проведено рассмотрение вклада эффектов пространственной дисперсии в гармонической среде в тензор кросс-восприимчивости третьего ранга. При продвижении из оптического в инфракрасный диапазон величины тензоров кросс-восприимчивости быстро растут, однако в области частот меньших собственных частот решетки, их величины не зависят от частоты. Рассмотрено поглощение кристалла при большом уровне мощности электромагнитного поля.

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском госуниверситете

32. ВКЛАД ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ

Г.М. Генкин, В.М. Файн, Э.Г. Ящин

I. Вклад электрон-фононного взаимодействия в тензор χ_{abc}, характеризующий удвоение и параметрические эффекты в оптическом диапазоне, дает изотопический эффект и возможную зависимость от температуры для этих эффектов.

2. Электрон-фононное взаимодействие является определяющим при построении теорий:

а) электрооптических эффектов - линейного и квадратичного,

б) рамановского и бриллюэновского индуцированного излучений,

в) оптических параметрических эффектов в присутствии постоянных полей или полей с частотами, не превышающими частот инфракрасного поглощения.

3. Построена теория части указанных эффектов и приводится краткий обзор существующих теорий.

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском госуниверситете

33. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ЭКСИТОННЫМ КОНДЕНСАТОМ

В. Гергель, В. Елеонский, Р. Казаринов, Р. Сурис

Рассматривается поведение неравновесных носителей в достаточно чистом слое полупроводникового материала при высоких уровнях инжекции в него электронов и дырок со стороны прилегающих p и n областей. Показано, что кулоновское притяжение электронов и дырок приводит к возникновению сверхтекучего экситонного конденсата в том случае, когда разность между квазиуровнями Ферми электронов и дырок отличается от ширины запрещенной полосы полупроводника на величину, меньшую энергии связи экситона. При этом в запрещенной полосе возникает спектр разрешенных состояний с инверсной заселенностью.

Москва

34. О ВЛИЯНИИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА (ЦР) НА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГЕРМАНИИ

Е.М. Гершензон и Ю.А. Гурвич

В ряде зарубежных работ была сделана попытка измерить

изменение статического сопротивления германия, вызываемое разогреванием носителей при Ц Р. При этом было обнаружено, что в зависимости от интенсивности падающего на образец света, используемого для создания свободных носителей, ЦР может вызвать как уменьшение, так и увеличение сопротивления образца.

В настоящей работе теоретически рассмотрено влияние ЦР на эдс Холла $\delta\varepsilon$ и проводимость в сильном магнитном поле (Н).

Изменение проводимости $\delta\sigma$ (Н) и эдс Холла $\delta\varepsilon$ при прохождении поля Н через резонансное значение определяется из соотношений:

$$\delta\sigma(H) = \frac{\partial\sigma}{\partial\mu_i}\delta\mu_i \ , \quad \delta\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\mu_i}\delta\mu_i \quad (i = n, p),$$

где μ – подвижность.

Исследование показывает, что при $\frac{|n-p|}{n+p} \ll (\mu\frac{H}{c})^{-2}$

$(\mu_n \sim \mu_p \sim \mu)\frac{\partial\varepsilon}{\partial\mu_n}$ и $\frac{\partial\varepsilon}{\partial\mu_p}$ имеют одинаковые знаки. При $\frac{|n-p|}{n+p} \ll (\mu\frac{H}{c})^{-2}$ $\frac{\partial\varepsilon}{\partial\mu_n} < 0$ и $\frac{\partial\varepsilon}{\partial\mu_p} > 0$. Более сложная операция имеет место для проводимости. При $\frac{|n-p|}{n+p} \gg (\mu\frac{H}{c})^{-1}$, $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_n}$ и $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_p}$ положительны, а при $\frac{|n-p|}{n+p} \ll (\mu\frac{H}{c})^{-1}$ – отрицательны. Вблизи $\frac{|n-p|}{n+p} \sim (\mu\frac{H}{c})^{-1}$ эти производные имеют разные знаки, причем область разных знаков по переменной $\frac{n-p}{n+p}$ имеет ширину порядка

$(\omega\frac{H}{c})^{-2}$.

Таким образом, знак $\delta\sigma$ и $\delta\varepsilon$ зависит от соотношения между n и p, например, $\delta\sigma$ может быть одновременно положительным как при ЦР на электронах, так и при ЦР на дырках, либо одновременно отрицательным.

Возможны также случаи, когда $\delta\sigma > 0$ при ЦР электронов и $\delta\sigma < 0$ при ЦР дырок, что и наблюдалось в эксперименте. Показано, что это свойство, а так же сравнение интенсивностей изменения $\delta\sigma$ и $\delta\varepsilon$ при резонансе на электронах и на дырках, может служить средством для измерения отношения $\frac{n}{p}$.

Московский государственный пединститут

5. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЭКСИТОНОВ ВАНЬЕ-МОТТА

А.Е. Глауберман, М.А. Рувинский

Развита теория рассеяния нелокализованных экситонов Ваньe-Мотта на заряженных примесных центрах, в которой в отличие от работ, выполненных в борновском приближении (см.[1]) учтено искажение экситонной волны дальнодействующим куло-

новским полем. Исследованы упругое и неупругое рассеяние, сопровождающееся возбуждением внутреннего состояния экситона, а также процессы термозахвата (и термодиссоциации) экситонов мелкими ловушками в атомных кристаллах. Рассмотрена теория генерации экситонов Ванье-Мотта быстрыми электронами в процессах без обмена и с обменом. В процессе без обмена правила отбора получаются аналогичными правилам отбора для экситонов оптического происхождения в том смысле, что в оптически разрешенных переходах рождаются только S - экситоны, а в оптически запрещенных - P -экситоны. В процессах с обменом как в первом, так и во втором случаях могут возникать оба типа экситонов. Следующая из теории угловая зависимость интенсивности рассеяния электронов согласуется с имеющимися экспериментальными данными [2].

Исследовано влияние экситонов Ванье-Мотта на поглощение ультразвука в пьезоэлектрических и гомеополярных полупроводниках, когда длина свободного пробега экситонов намного больше длины звуковой волны; указана принципиальная возможность, при соответствующих условиях, "экситонного" усиления ультразвука.

Все рассмотренные процессы, как и ранее исследованный вопрос о влиянии экситонов на рассеяние медленных нейтронов [3], объединены в одном докладе в связи с теоретическим изучением возможностей расширения информации об экситонных состояниях в кристаллах.

I. R.S. Knox, Theory of Excitons, Acad.Press, New York - London , 1963.

2. O. Sueoka, J. Phys. Soc. Japan, 20, 877, 1965.

3. А.Е. Глауберман, М.А. Рувинский, Phys. Stat. Sol., 13, 233, 1966.

Львовский госуниверситет

36. СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ОБМЕННО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ

М.Д. Глинчук, В.Г. Грачев, М.Ф. Дейген

Получено выражение для времени спин-решеточной релаксации пар примесных центров в кристаллах кубической сингонии (электронный спин изолированного центра равен I/2) с учетом сверхтонкого и обменного взаимодействия [I]. Найдена зависимость времени релаксации от магнитного поля и величины обменного взаимодействия.

Объяснено уменьшение времени релаксации в слабых полях. Результаты теории сопоставлялись с экспериментальными данными по релаксации кластеров F-центров в КСЕ и атомов фосфора в кремнии. В обоих случаях получено согласие тео-

рии с экспериментом.

Показано, что температурная зависимость времени релаксации кластеров такая же, как у изолированных центров. Для случая спин-решеточной релаксации F -центров оценена величина обменного взаимодействия.

Указано, что аналогичное рассмотрение может дать существенные результаты в кристаллических полях иной симметрии и для другого значения электронного спина.

Рассматриваемый механизм отличается от предложенного в работе [I] .

I. D. Pines, I. Bardeen, Ch. Slichter, Phys. Rev., I06, 489, I957.

Институт полупроводников АН УССР, Киев

38. НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.В. Гордеев

I. Получено условие, налагаемое на концентрацию примесе при которой возможны незатухающие колебания плазмы в не

полярном полупроводнике, находящемся во внешнем электрическом поле.

2. Определены фазовая скорость волн незатухающих колебаний и критическая напряженность электрического поля, при которой эти колебания возникают.

3. Исследовано влияние внешнего магнитного поля на критическую напряженность электрического поля, при которой возникают незатухающие колебания плазмы в неполярных полупроводниках.

4. Исследовано влияние границ полупроводниковой плазмы на низкочастотные колебания в ней.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

38. К ВОПРОСУ О СПЕКТРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

В.Н. Грибань

В рамках теории экситонов с учетом запаздывания рассматривается влияние акустических колебаний на спектральную структуру второй гармоники в молекулярном кристалле. Это влияние осуществляется за счет взаимодействия фононов

решетки с кулоновскими экситонами, образующимися в результате поглощения экситонов из первичных потоков. Показано, что обусловленная этим взаимодействием форма линии второй гармоники в приближении слабой экситон-фононной связи является лоренцовой. Исследована температурная зависимость ширины линии. Показано, что такая зависимость при низких температурах весьма слабая, а при высоких - линейная. В дебаевском приближении для двух указанных случаев выполнены оценки ширины линии, которая оказывается весьма значительной и намного превосходит сумму ширин линий первичных потоков.

Нежинский пединститут

39. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ ТЕНЗОРА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.Н.Грибань*, Л.Н.Овандер**

В работе рассматривается вклад в тензор нелинейных эффектов за счет ангармонизма в кулоновской подсистеме кристалла. Задача рассматривается в рамках теории экситонов с учетом запаздывания. За счет указанного ангармонизма возникает добавка к тензору нелинейных эффектов,

которая исследуется методами теории групп. Показано,что эта добавка может оказаться отличной от нуля, в то время как более элементарная теория дает нулевой результат. Этот вывод проиллюстрирован на кокретном примере. В работе даются указания о постановке эксперимента для проверки полученных результатов.

*Нежинский пединститут

**ФЭИ, Обнинск

40. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

З.С. Грибников, В.И. Мельников

Вблизи гетероперехода или контактов с металлом в полупроводниках образуются области объемного заряда с большим электрическим полем в них. Прохождение тока через эти области приводит к нагреву или охлаждению электронного газа в полупроводнике. Если в нем дебаевский радиус велик в сравнении с длиной релаксации энергии электронов, то энергия электронов, несущих ток, в каждой точке определяется значением поля в ней, и проводимость гетероперехода определяет-

ся величиной контактного поля (как в диффузионной теории). Если же выполняется обратное соотношение между дебаевским радиусом и указанной длиной, то нарушение равновесного распределения носителей тока по энергии "выносится" за пределы областей большого поля. В этом случае проводимость гетеропереходов может определяться диффузией и темпом релаксации энергии горячих электронов в квазинейтральных областях полупроводников, образующих переход. Рассмотрены три механизма релаксации энергии: на акустических колебаниях, на оптических колебаниях и путем передачи энергии "тепловым" электронам с последующим ее рассеянием на акустических колебаниях. В последнем случае может происходить довольно существенный инжекционный разогрев электронного газа.

Институт полупроводников АН Укр. ССР, Киев

4I. РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

З.С. Грибников, В.А. Кочелап, В.И. Мельников, Э.И. Рашба

Анизотропия парциальных проводимостей, связанных с электронами различных долин многодолинного полупроводника,

приводит к перераспределению электронов между долинами в пластинах из таких полупроводников при протекании через них тока. Указанное перераспределение может стать весьма сильным, если электрическое поле E_x, задающее ток в пластине, сильно превзойдет характеристическое диффузионное поле $\frac{kT}{eL}$, определяемое длиной диффузионного смещения электронов L относительно междолинного рассеяния. Если при этом длина дрейфа в поле E_x за время τ междолинной релаксации $L_\varepsilon = u E_x \tau$ (u - подвижность) заметно превзойдет толщину образца, то во всем образце ($-d \leq y \leq d$) будет иметь место сильное перераспределение; в противном случае оно охватит области шириной порядка L_ε около его поверхностей.

В несобственном электронном полупроводнике эффект сильного перераспределения выражается в расслоении пластины на домены, разделенные параллельными поверхностям стенками с толщиной порядка $L^E = \frac{kT}{eE_x}$; в каждом домене присутствуют только электроны, относящиеся к одной из долин. Домены располагаются друг за другом в порядке изменения фактора анизотропии подвижности $a_\alpha = \frac{D_{xx}^{(\alpha)}}{D_{yy}^{(\alpha)}}$, причем максимальное возможное число доменов равно числу различных a_α при данной вырезке пластины. Число же реализующихся доменов и их толщина определяется балансом междолинных переходов в объеме и на поверхности пластины, причем чем

выше скорости переходов на поверхности, тем меньше доменов остается в пластине. В первую очередь, при этом "вытесняются" в разные стороны из пластины домены с наибольшими значениями $|a_\alpha|$, причем электроны со значениями a_α, соответствующими вытесненным доменам, удерживаются только вблизи поверхности в слое с толщиной порядка L^E. В этом же слое находятся вытесненные из всего объема полупроводника неосновные носители - дырки (они могут удерживаться лишь в домене с $a_\alpha = 0$, если таковой существует). В несобственном дырочном полупроводнике с изотропной дырочной и многодолинной электронной зонами из объема пластины в приповерхностные слои удаляются неосновные носители - электроны (кроме электронов с $a_\alpha = 0$). В собственном полупроводнике из объема (если отсутствует долина с $a_\alpha = 0$) удаляются все носители тока и реализуется электрический пинч-эффект с двумя каналами проводимости вблизи поверхностей пластины.

С помощью феноменологической теории, использующей в качестве параметров постоянные тензоры подвижности и постоянные времена междолинных переходов, были рассчитаны сублинейные вольтамперные характеристики пластины, а также поперечные поля и эдс. Показано возрастание поперечного сопротивления пластины в сильных электрических полях и ряд других аномалий.

Указанный феноменологический подход справедлив, если время τ значительно превосходит время релаксации электронов по энергии внутри долин τ_ε. Однако качественно подобная картина может реализоваться и при других соотношениях между τ и τ_ε.

Институт полупроводников АН Укр. ССР, Киев

42. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С НЕПАРАБОЛИЧЕСКИМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ

Н.Н. Григорьев, И.М. Дыкман, П.М. Томчук

Рассмотрен донорный полярный полупроводник с непараболическим законом дисперсии $E(\vec{p})$, находящийся в электрическом и магнитном полях. Учтено взаимодействие электронов проводимости с полярными колебаниями решетки, квант энергии которых $\hbar\omega_0 = k\Theta$ постоянен. Принято, что температура решетки $T_0 > \Theta$.

Показано, что "эффект убегания" электронов снижается, если их эффективная масса растет с энергией E и для быстрых электронов связь между E и импульсом p дается формулой $E \sim \lambda p^\nu$ с $\nu < \frac{4}{3}$.

При законе дисперсии $p^2 = 2mE(1+\frac{E}{E_g})$, как в InSb, где E_g – ширина запрещенной зоны, температура электронов практически всегда оказывается монотонно растущей с полем функцией. Неустойчивость решения при полях $F > F^*$ снимается из-за роста массы с энергией. Тем самым снимается возможность пробоя по этой причине.

Проводимость и подвижность получаются заметно иными, чем при параболическом законе дисперсии. С ростом поля подвижность падает. Качественно зависимость подвижности от поля получается такой же, как и при рассеянии электронов на акустических колебаниях решетки. Поэтому непараболичность закона дисперсии затрудняет анализ влияния на проводимость акустических и оптических фононов.

Магнитное поле уменьшает проводимость электронов. Характерно, однако, что относительное изменение проводимости $\frac{\sigma_H - \sigma}{\sigma_{H=0}}$ при напараболическом законе дисперсии оказывается намного меньше, чем при параболическом. Это отношение существенно (и не монотонно) зависит от величины электрического поля.

Константа Холла при сильных магнитных полях оказывается менее чувствительной к изменению напряженности электрического поля. Она также не чувствительна к параметру непараболичности E_g.

Институт полупроводников АН Укр. ССР, Киев

43. РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СВЕТЕ В НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А. Гринберг, Н.И. Крамер

Как известно, процесс рассеяния света на свете имеет место в вакууме за счет нелинейных эффектов, вызванных поляризацией вакуума. Сечение такого процесса для квантов с энергией $\hbar\omega \sim m_0 c^2$ равно $\sigma = 10^{-31}$ см^2. При меньших частотах оно убывает как ω^6. Следовательно, в инфракрасной области спектра это сечение падает до 10^{-67} см^2, т.е. практически равно нулю. В то же время в полупроводнике также может происходить процесс рассеяния света на свете за счет виртуальных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости, т.е. из-за поляризации среды.

Формальное сходство между элктронно-позитронным вакуумом, с одной стороны и заполненной валентной зоной и зоной проводимости, с другой, позволяет перенести технику расчета процесса рассеяния с первого объекта на второй.

При этом время виртуального перехода в полупроводнике, равное $\tau = \frac{\hbar}{E_g - \hbar\omega}$, (E_g - ширина запрещенной зоны), приблизительно равно времени аналогичного виртуального перехода в вакууме при $\hbar\omega \sim m_0 c^2$. По этой причине следует ожидать, что сечение рассеяния в полупроводнике квантов с $\hbar\omega \sim E_g$ близко к сечению рассеяния в вакууме для

квантов с энергией $\hbar\omega \simeq m_e c^2$. Некоторое отличие возникает из-за разницы в матричных элементах оптических переходов в вакууме и в полупроводнике. Произведенный расчет показал, что сечение рассеяния фотонов с энергией $2\hbar\omega < E_g$ имеет порядок 10^{-28} см^2.

При этом происходит сдвиг частоты рассеянного кванта, что при современных условиях, благодаря наличию лазеров, позволяет, в отличие от вакуумного эффекта, осуществить экспериментальную проверку процесса рассеяния света на свете.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

44. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА МЕЛКИМИ ПРИМЕСЯМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ УЧАСТИИ ФОНОНОВ

А.А. Гринберг*, Н.И. Крамер**

Процесс ионизации мелких водородоподобных примесных центров обычно рассматривается как прямой процесс захвата фотона. Сечение такого процесса при энергии квантов $\hbar\omega$ много большей энергии ионизации E_i падает с ростом частоты как $\omega^{-3,5}$. Экспериментальные данные указывают на более

слабую зависимость коэффициента поглощения α от ω. Сильная зависимость α от ω объясняется качественно тем, что вероятность данного импульса электрона на примеси пропорциональна $p \sim \frac{\kappa^2}{(\kappa^2 a^2+1)^3}$, где a - боровский радиус. При $\hbar\omega \gg E_i$ импульс электрона в конечном состоянии $\kappa_f \gg a^{-1}$, так что $p \sim \omega^{-3}$. Если учесть возможность испускания или поглощения фонона, то влияние на процесс поглощения величины p резко ослабляется, поскольку теперь $\vec{\kappa}_f = \vec{\kappa}_i + \vec{q}$, где $\vec{q}$ - импульс фонона.

Расчет, проведенный во втором порядке теории возмущений для взаимодействия примесного электрона со светом и акустическими фононами, приводит в случае низкой температуры к зависимости $\alpha \sim \omega^{-1}$ при $\hbar\omega \gg E_i$, что находится в хорошем соответствии с наблюдаемой зависимостью. В случае высокой температуры α при $\omega\tau \lesssim 1$ оказывается меньшим, чем без учета фононов (τ - время релаксации свободного электрона с энергией порядка $\hbar\omega$), так как электрон, прежде чем успеет набрать энергию в поле электромагнитной волны, сталкивается с фононами.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

45. ПЛОТНОСТЬ ФЛУКТУАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.И. Губанов

I. Автором было показано, что в аморфных полупроводниках достаточно большая локальная флуктуация в расположении атомов приводит к возникновению локального уровня. Условие возникновения такого уровня и его энергия вычислены по методу Лифшица-Коутецкого.

2. Для облегчения сравнения теории с опытом возмущающий потенциал флуктуаций в настоящей работе расчитан как деформационный потенциал Бардина-Шокли.

3. Наиболее вероятно появление локального уровня, когда растягиваются одновременно несколько соседних валентных штрихов. В настоящей работе основное внимание уделено более корректному рассмотрению именно этого случая.

4. Установлена связь между суммой t деформаций группы n соседних связей и энергией E возникающего уровня

$$t = \frac{B}{\lambda - 2\sqrt{\eta}} \qquad (1)$$

где $B = \frac{E_0}{2E_1\omega}$, $\eta = -\frac{E}{E_0}$, E_0 - ширина зоны без учета локальных уровней, E_1 - постоянная Бардина-Шокли, λ и ω - числа порядка единицы.

5. Если принять, что сумма деформаций t подчиняется нормальному распределению с дисперсией $\varepsilon\sqrt{n}$, где ε --это-

пень нарушения ближнего порядка, то из (I) получается следующая плотность распределения уровней по энергиям

$$g(\eta) \cong \frac{B}{\varepsilon\lambda^2\sqrt{2\pi z\eta}}\, e^{-\frac{B^2}{2\varepsilon^2 z\lambda^2}\left(1+\frac{4}{\lambda}\sqrt{\eta}\right)}. \qquad (2)$$

Вычислено полное их число N .

6. Оценено влияние перекрытия волновых функций флуктуационных уровней, приводящего к слиянию части уровней с зоной и сглаживанию распределения (2) уровней по энергиям при $\eta \to 0$.

7. Вычислено число истинно-локальных уровней, равное

$$N_1 \cong N_0 \frac{\varepsilon\sqrt{z}}{t_0\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{t_0^2}{2\varepsilon^2 z}} \ll N \qquad (3)$$

Здесь N_0 - число валентных связей, $t_0 = \frac{B}{\lambda - 2\sqrt{\eta_0}}$, η_0 - критическое значение η такое, что при $\eta > \eta_0$ флуктуационные уровни не сливаются в зону.

8. Приведены числовые примеры и построены графики для функции распределения уровней по энергиям, которые фактически описывают распределение уровней в хвосте энергетической зоны аморфного полупроводника.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

16. РАСЧЕТЫ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ НЕКОТОРЫХ СЛОЖНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

А.И. Губанов, М.С. Шур

Исследовательный учет симметрии кристалла при определении собственных частот и векторов нормальных колебаний значительно облегчает расчеты колебательных спектров кристаллических решеток. Так, в симметричных точках зоны Бриллюэна секулярное уравнение порядка $3s$, где s - число неэквивалентных частиц в элементарной ячейке, может быть сведено к нескольким секулярным уравнениям, порядки которых можно определить из теоретико-группового анализа. Для этого с помощью операторов проекции находятся координаты симметрии, соответствующие различными неприводимыми представлениям **пространственной** группы, затем составляются трансформационные матрицы, с помощью которых преобразуется матрица частотного тензора, в которой уже учтены соотношения между ее компонентами, вытекающие из симметрии кристалла.

Для кристаллов структуры рутила (пространственная группа D_{4h}^{14}) с помощью такой методики из секулярного уравнения 18-го порядка получены формулы и секулярные уравнения 2-го и 3-го порядка для частот нормальных колебаний с волновым вектором $\vec{q} = 0$. Для рутила / TiO_2 / проделан численный расчет с учетом дальнодействующих кулоновских сил и сил

отталкивания между ближайшими соседями. Ковалентность Ti – O связей учитывалась введением эффективных зарядов ионов. Результаты расчета использовались для интерпретации спектров комбинационного рассеяния и инфракрасных спектров. Проделан теоретико-групповой анализ колебательного спектра для всех особых точек зоны Бриллюэна.

Для кристаллов структуры KH_2PO_4 проделан теоретико-групповой анализ для всех особых точек зоны Бриллюэна как для высокотемпературной /пространственная группа D_{2d}^{12}/, так и для низкотемпературной /пространственная группа C_{2v}^{19}/ модификаций. Для предельных частот проделан также теоретико-групповой анализ на основе разделения нормальных колебаний на трансляционные, ориентационные и внутренние, что согласуется с приближенным представлением о формах нормальных колебаний в KH_2PO_4, и с помощью операторов проекции Мелвина найдены координаты симметрии, получены формулы для частот трансляционных колебаний KH_2PO_4, в которых движутся как целое H_2PO_4 группы, и проделан численный расчет. При этом для вычисления дальнодействующих кулоновских сил группе H_2PO_4 приписывался единичный точечный заряд, а короткодействующие силы отталкивания вычислялись между ближайшими ионами калия и атомами кислорода, т.е. учитывалась конкретная структура H_2PO_4 групп. Полученные результаты используются для интерпритации спектров

комбинационного рассеяния и инфракрасных спектров в области малых частот и хорошо согласуются с опытом. По-видимому, принятая модель может быть использована и при расчете трансляционных колебательных спектров других кристаллов, состоящих из ионов щелочных металлов и сильно связанных ковалентных комплексов. Найден также вид нормальных трансляционных колебаний KH_2PO_4. Сравнение результатов, полученных для высокотемпературной и низкотемпературной модификаций, позволяет представить изменения трансляционного колебательного спектра KH_2PO_4 при фазовом переходе.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

47. К ТЕОРИИ УВЛЕЧЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВОЛНАМИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Ю.В. Гуляев

Рассмотрено увлечение носителей заряда ультразвуковыми и электромагнитными волнами в твердых телах в области длин волн, больших по сравнению с длиной свободного пробега носителя. Расчет проведен для любой степени вырож-

дения газа носителей и произвольной зависимости времени релаксации носителей заряда по импульсу от их энергии. Показано, что учет этой зависимости может привести к появлению в известных соотношениях Вайнрайха поправочного множителя, зависящего от механизма рассеяния носителей заряда. Оказывается, что указанный поправочный множитель может отличаться от единицы лишь в тех случаях, когда либо каждый носитель заряда "индивидуально" поглощает импульс волны, либо имеются группы носителей заряда, по-разному поглощающие импульс волны. Рассмотрена возможность возникновения в разомкнутом образце, при прохождении через него волны, продольного градиента температуры, связанного с тем, что условия равенства нулю полного тока и полного потока энергии, переносимой носителями заряда, вообще говоря, различны (в случае электромагнитной волны - это эффект Эттингсгаузена в электрическом и магнитном полях волны). Рассмотрена также возможность возникновения в биполярном полупроводнике, при прохождении через него волны, заметного продольного градиента концентрации носителей заряда.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

48. РАЗОГРЕВ ФОНОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ

Л.Э. Гуревич, Т.М. Гасумов

I. При достаточно низких температурах система электронов и взаимодействующих с ними длинноволновых фононов отдает получаемый от электрического поля импульс на поверхности кристалла. Потеря ими энергии происходит за время на несколько порядков большее.

2. Именно резкое различие этих двух времен делает возможным значительное увеличение энергии длинноволновых фононов в сильном электрическом поле.

3. Если разогрев электронов не слишком велик, и они взаимодействуют лишь с дотепловыми фононами , последние имеют возможность отдавать получаемую энергию основной массе фононов, представляющих в этом случае тепловой резервуар. Эта возможность осуществляется, если длинноволновые фононы отдают импульс на границе кристалла, а энергию - тепловым фононам.

4. При сильном разогреве электронов они взаимодействуют лишь со сверхтепловыми фононами, испуская их. При этом тепловой резервуар исчезает.

5. Рассмотрены различные условия и получены выражения электропроводности как функции температуры и поля.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

49. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ГРАДИЕНТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.Э. Гуревич, И.В. Иоффе, А.М. Ковнацкий

I. В проводниках при неоднородном распределении тока или поля возможно спонтанное нарастание продольных гальваномагнитных волн. Эта неоднородность может быть обусловлена градиентом любого параметра, определяющего распределение тока или поля:
неоднородность концентрации носителей (рассмотренная ранее); неоднородность электрического поля или подвижности, обусловленная градиентом температуры, распределением примесей или неоднородностью магнитного поля; неоднородность самого тока.

2. В сильном электрическом поле наличие такой неоднородности приводит к акустической неустойчивости при скоростях дрейфа носителей меньших скорости звука.

3. Рассмотрен случай большого градиента (длина неоднородности меньше или сравнима с длиной волны нарастающих колебаний), когда квазиклассическое приближение неприменимо. Показано, что наличие неоднородности плотности тока приводит к возбуждению колебаний, что объясняет неустойчивость тока в опытах с "Соджиконом".

4. Построена нелинейная теория, позволяющая определить форму волны и амплитуду колебаний за критической точкой.

В случае носителей одного знака показано, что возможна как мягкая, так и жесткая неустойчивость. В случае носителей одного знака рассмотрение ограничено малой надкритичностью.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

50. ТЕОРИЯ РАДИАЦИОННО-ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.Э. Гуревич, А.А. Румянцев

I. При распространении радиации в полупроводниках на заряженные частицы действует сила, обусловленная тем, что фаза колебаний частиц в электрическом поле волны все время сбивается случайным образом при их столкновениях. Мы назвали эту силу диссипативной силой. Действие этой силы приводит к возникновению в поле распространяющейся радиации разности потенциалов. Мы назвали ее радиационно-электрическим эффектом. Электрическое поле, связанное с этой разностью потенциалов, пропорционально вектору Пойнтинга волны.

2. Этот эффект был исследован Барлоу, но неправильно

интерпретирован им как высокочастотный эффект Холла. В действительности, радиационно-электрическое поле должно возникать и при распространении продольных (плазменных) волн, в которых магнитное поле вообще отсутствует.

3. При наличии внешнего постоянного магнитного поля величина радиационно-электрического поля меняется, и его направление, вообще говоря, уже не совпадает с направлением распространения волны. В точке циклотронного резонанса оно имеет резкий максимум.

4. Коэффициент пропорциональности возникающего постоянного поля и вектора Пойнтинга распространяющейся волны радиационно-электрический коэффициент (который при наличии магнитного поля и в анизотропном теле является тензором) исследован в предельных случаях частоты волны значительно меньшей и значительно большей, чем частоты столкновения носителей. Радиационно-электрическое поле для Ge и InSb порядка $1\ ^{mV}/_{cm}$ при низких частотах и $1\ ^{kV}/_{cm}$ при частотах $\simeq 10^{13}-10^{14}\ ^{1}/_{сек}$ при векторе $\Pi = 1\ ^{W}/_{cm^2}$. В точке циклотронного резонанса, если циклотронная частота превышает частоту столкновений, радиационно-электрический эффект возрастает в отношении квадрата этих величин.

5. Радиационно-электрический эффект отличается от известного эффекта оптического детектирования, во первых тем, что он на порядок-два больше и во вторых тем, что он имеет место и в кристаллах с центром инверсии, в которых оп-

тическое детектирование отсутствует.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

5I. К ТЕОРИИ ВТОРОГО ЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.Э. Гуревич, Б.И. Шкловский

I. Рассмотрен второй звук в полупроводниках. осуществляемый длинноволновыми акустическими фононами, взаимодействующими с носителями тока, в отсутствии постоянного электрического поля. Исследовано влияние границ кристалла на распространение волны второго звука.
2. Получается и анализируется дисперсионное уравнение для системы уравнений фононной и электронной "жидкостей". Для случая равенства концентраций электронов и дырок уравнения гидродинамики решаются с учетом граничных условий (обращение в ноль гидродинамических скоростей носителей на границах образца).
3. Показано, что второй звук может иметь место в интервале частот составляющем примерно два порядка ($I0^6$-$I0^8$ гц). Показано, что слабозатухающий второй звук возможен, если концентрация дырок и электронов близка друг к другу и

достаточно велика.

При этом температура кристалла должна быть достаточно низкой ($T = 0{,}1\,\Theta$, где Θ – температура Дебая), так что высокая концентрация носителей должна создаваться, например, освещением.

Указан эксперимент, при помощи которого можно обнаружить второй звук этого типа.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

52. ФОНОН-ФОНОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННОМ ГЕРМАНИИ

Г.И. Гусева, П.И. Зырянов

Квантовая теория термомагнитных явлений изложенная в работах [1] обобщается на случай анизотропного энергетического спектра носителей в n – германии и учитывается также анизотропия электрон-фононного рассеяния. В частности, в квантовом пределе найдена формула для Q_4 – термоэдс, обусловленной неравномерностью фононов (термоэдс увлечения). Теоретический анализ экспериментов Пури и Джеббла [2], в которых измерялась Q_4 в

n - германии в квантующем магнитном поле H, позволяет с помощью теоретической формулы для Q_ℓ выяснить зависимость от температуры T и частоты ω времени релаксации длинноволновых ($\omega \ll {}^{kT}/_{\hbar}$) фононов - τ_{pp} , на коротковолновых тепловых. Зависимость Q_ℓ от H и T найденная в [2] качественно и количественно объясняется предлагаемой теорией, если принять, что для продольных длинноволновых фононов

$$\tau_{pp}^{-1} \sim \omega T^4.$$

Такая зависимость, как показано в работах Саймонса [3], Зырянова и Талуца [4] возникает при рассеянии длинноволновых продольных фононов на коротковолновых так же продольных. Законы сохранения энергии и импульса выполняются лишь для случая, когда волновые векторы всех трех фононов, участвующих в рассеянии параллельны. Дисперсией скорости звука при этом можно пренебрегать, если она в законе сохранения энергии играет меньшую роль, чем неопределенность энергии, обусловленная декрементом затухания коротковолновых фононов - γ . Предполагается, конечно, что $\gamma \ll \omega$.

Зависимость $\tau_{pp}^{-1} \sim \omega T^4$ для продольного звука наблюдалась также и в прямых измерениях коэффициента поглощения Дрансфельдом и Беммелем[5].

Нам хотелось бы обратить внимание на то, что измерения

термоэдс увлечения в сильных магнитных полях H позволяют получить информацию о τ_{pp}^{-1} в области высоких частот $\omega \sim s\sqrt{eH/c\hbar}$. ($c, s$ - скорости света и звука соответственно, e - заряд электрона).

I. П.С. Зырянов, "Физика металлов и металловедение", 16, I3, I963; Phys. stat. sol. , 6, 40I, I964; 7, 223, I964.
2. S.M. Puri, T.H. Geballe, Phys.Rev.L., 9, 378, I962.
3. S. Simons, Proc. Phys. Soc., 83, 749, I964.
4. П.С. Зырянов, Г.Г. Талуц, ЖЭТФ, 49, I942, I965.
5. H.E. Bömmel, H. Dransfeld, Phys. Rev. Letters , 2 248, I959; Phys.Rev. ,II7, I245, I960; Phys. Rev. , I34, AI5I7, I964.

Институт физики металлов АН СССР, Свердловск

53. МАГНИТНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Н.Г. Гусейнов, Ю.М. Сеидов

Методом функции Грина рассмотрена задача о колебаниях спин-системы антиферромагнитного кристалла, содержащего примесный магнитный атом.

Показано, что функция Грина такой системы выражается через функцию Грина идеального(беспримесного) кристалла. Получены выражения, определяющие энергию примесных магнитных уровней. Определены условия попадания этих примесных уровней внутрь энергетической щели и выше полосы спин-волнового спектра антиферромагнетика.

Институт физики АН Аз. ССР, Баку

54. О РОЛИ НЕЧЕТНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ В ОДНОФОНОННОЙ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Ы.Ф. Дейген*, И.И. Жеру**

Вследствие четности операторов проекции спина относительно пространственной инверсии, обычно считается, что гамильтониан спин-фононного взаимодействия не может содержать линейно координат симметрии, принадлежащих нечетным представлениям. Однако такие координаты симметрии могут входить в гамильтониан, если нефононная часть оператора взаимодействия преобразуется по нечетному представлению. Подобная ситуация имеет место, когда процесс испускания или поглощения фонона сопровождается измене-

нием спинового состояния ядер, окружающих парамагнитный центр. Теоретико-групповой подход позволяет определить в этом случае инвариантные слагаемые гамильтониана спин-фононного взаимодействия, наличие которых обусловлено нечетными представлениями. Учет таких слагаемых приводит к дополнительной анизотропии времени спин-решеточной релаксации.

* Институт полупроводников АН Укр. ССР, Киев

** Молдавская базовая лаборатория ВНИИТа

55. ОБ УСИЛЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА И ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А. Демиденко, С.И. Пекар, В.Н. Писковой, Б.Е. Цеквава

Так как диэлектрическая проницаемость зависит от деформации кристалла, звуковая волна сопровождается волнообразным изменением диэлектрической проницаемости. Если при этом к кристаллу приложено внешнее статическое электрическое поле, то возникает волна электрического поля, сопровождающая звуковую волну и действующая на электроны проводимости. Возникает электрон-фононное взаимодействие,

пропорциональное внешнему приложенному полю; в кристаллах с очень большой диэлектрической проницаемостью оно может конкурировать с другими типами электрон-фононного взаимодействия - деформационным потенциалом и пьезоэлектрическим взаимодействием.

Учет этого электрон-фононного взаимодействия при расчете подвижности показывает, что зависимость плотности тока I от напряженности внешнего поля E может описываться кривой с максимумом: $I = \frac{\sigma E}{1+\alpha E^2}$

Теория усиления и генерации гиперзвука в полупроводниках дрейфующими носителями была дополнена учетом электрон-фононного взаимодействия, пропорционального внешнему полю. Оказалось, что в кристаллах с диэлектрической проницаемостью порядка 2000, при частоте звука 45 мегациклов/сек, это взаимодействие приводит к усилению 1500 децибел/см, т.е. значительно большему, чем пьезоэлектрическое взаимодействие, при той же частоте.

Показано, что при любом типе электрон-фононной связи, если коэффициент усиления достаточно велик, то помимо звуковых волн в полупроводнике могут распространяться и усиливаться волны пространственного заряда и соответствующего ему электрополя. Для усиления этих волн необходимо, чтобы дрейфовая скорость носителей тока была меньше скорости звука, а также чтобы было $\omega\tau_{\text{д}} \gg 1$ (ω - частота волны, $\tau_{\text{д}}$ - эффективное время омического и диффузионного растекания пространственного заряда).

Приложение магнитного поля, направленного перпендикулярно направлению распространения волны пространственного заряда, может существенно повысить ее добротность, так как оно препятствует растеканию пространственного заряда. Более подробно рассмотрен случай сильного магнитного поля, когда циклотронная частота электрона значительно больше обратного времени его свободного пробега. В этом случае электроны движутся в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полю, а в усилении волн возникает ряд особенностей.

При усилении электромагнитных волн, использование волн пространственного заряда имеет, по сравнению с ультразвуком, то преимущество, что оно избавляет от необходимости преобразования электромагнитной волны в звуковую и обратно.

Институт полупроводников АН Укр. ССР, Киев

56. РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВЗАИМНОГО "УВЛЕЧЕНИЯ" ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ НА ЗАКОН ВИДЕМАНА-ФРАНЦА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Е. Джаксимов

Расчитана электронная теплопроводимость полупроводников с

учетом взаимного "увлечения" электронов и фононов методом кинетического уравнения Больцмана [I] и получена общая формула в виде ряда. Сходимость этого ряда зависит от характера столкновений электронов и фононов. Если предположить, что электроны сталкиваются лишь с фононами, а фононы с электронами, то ряд расходится. В другом предположении, когда электроны сталкиваются главным образом с фононами, а фононы - между собой, ряд быстро сходится. Через этот сходящийся ряд закон Видемана-Франца выражается так:

$$\varkappa_e = \sigma \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \left\{ 2 - \frac{3}{4}\left(\frac{e\alpha_\varphi}{k_0}\right) + 4\pi^{3/2}(n\lambda^3)\left(\frac{e\alpha_\varphi}{k_0}\right) \times \right.$$
$$\left. \times \frac{\zeta_0}{k_0 T}\left(1 - \frac{5\sqrt{2}}{8}\right) - \frac{7\pi^{3/2}}{4}(n\lambda^3)\left(\frac{e\alpha_\varphi}{k_0}\right)\left(1 + \frac{1+\sqrt{2}}{\sqrt{2}}\right) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{2}{\pi} - \frac{1}{2}\right)\left(\frac{e\alpha_\varphi}{k_0}\right)^2 + \ldots \right\},$$

где α_φ - абсолютная величина дифференциальной термоэдс от "увлечения", n - концентрация электронов, λ -де-Бройловская длина волны теплового электрона, ζ_0 - химический потенциал, $\zeta_0 < 0$. Первый член соответствует обычному механизму, второй - одностороннему "увлечению" ("увлечение" равновесных электронов неравновесными фононами). Остальные члены выражают взаимное "увлечение": а) третий и четвертый -"увлечение" электронов фононами, когда последние, в свою очередь, "увлечены" электронами, диффундирующими под действием градиента температуры; б) пятый - то же, но электроны и фононы поменяются местами. Теплопровод-

ность, соответствующая механизму а), отрицательна. Причина - фононами "увлекаются", в основном медленные ("холодные") электроны. Величина этой теплопроводности пропорциональна концентрации электронов и кубу де-Бройлевской длины волны теплового электрона: чем больше электронов и чем "холоднее" они, тем интенсивнее "увлечение", следовательно, тем больше величина отрицательной теплопроводности. Однако, при достаточно больших концентрациях электронов наступает "насыщение". В этом случае столкновения фононов с электронами происходит так часто, что отклонение фононного газа от равновесия становится незначительным. В "области" дифференциальная термоэдс от эффекта "увлечения" обратно пропорциональна концентрации электронов [2]. При этом с ростом концентрации электронов теплопроводность, осуществляемая механизмом а), остается неизменной, а теплопроводность, соответствующая механизму одностороннего "увлечения" и механизму б), уменьшается.

Таким образом, при низких температурах, где наиболее ярко выражен эффект "увлечения", при достаточно больших концентрациях электронов (10^{17} $см^{-3}$), теплопроводность, осуществляемая механизмом а) может стать весьма заметной, даже доминирующей. Это означает, что в этих условиях электронная теплопроводность полупроводника может быть отрицательной.

I.I.Parrott, Proc. Phys. Soc., 70B, 1957, 1957.

.C. Herring, Semiconductors and Phosphors, Interscience Publ., New York, pp. 184 - 235, 1958.

Ташкентский госуниверситет

57. О РОЛИ ПОЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

Л.Л. Дидух*, В.Б.Кобылянский**, И.В. Стасюк**

Рассмотрена роль полярных состояний в образовании основного состояния ферромагнетика. Расчет проведен с помощью температурных функций Грина, построенных на узловых операторах. Показано, что отклонение от гомеополярности имеет место и в основном состоянии, это приводит к дробному эффективному моменту на атом.

Аналогичная проблема исследована также и для антиферромагнитных систем. С другой стороны, вопрос о полярных состояниях рассмотрен и на основе модели коллективизированных электронов.

В связи с взаимодействием между спиновыми волнами и полярными состояниями рассмотрены также эффекты взаимного

влияния d - электронов и внешних s - электронов. Рассмотрены условия образования d - зоны в зависимости от относительного расположения s - зоны и d - уровня.

* Львовский политехнический институт

** Львовский госуниверситет

58. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ F -ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛЕ $NaCl$

З.Я. Евсеев, К.Б. Толпыго

I. Методом, развитым в [I], расчитано состояние F - центра в $NaCl$. Волновая функция избыточного электрона представляется в виде линейной комбинации функции $\chi_0(r)$, локализованной в вакансии и функций $\chi_1(r-r_1^e)$; $\chi_2(r-r_2^e)$ и $\chi_3(r-r_3^e)$, центрированных относительно узлов первой (натриевой), второй (хлорной) и третьей (снова натриевой) конфигурационных сфер, и ортогонализованных к функциям внутренних электронов, как "своего", так и "чужих" узлов.

2. Коэффициенты линейной комбинации b_0, b_1, b_2 и b_3 определялись из условия минимума среднего гамильтониана крис-

талла с F – центром, причем равновесные смещения и дипольные моменты электронных оболочек всех ионов определялись методами динамики решетки [2].

При этом оказалось: $b_0 = 0{,}7024$; $b_1 = 0{,}2037$; $b_2 = -0{,}03731$; $b_3 = 0{,}02131$, причем функция электрона в вакансии $\chi_0(r)$ выражалась в виде

$$\chi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha^3}{\pi}}\, e^{-\alpha r}\,(1+\alpha r)$$

и минимальная энергия электрона соответствует $\alpha = 1{,}131$. При этом $E_{осн.\,F\text{-центра}} = -5{,}1$ eV.

3. Для сравнения с опытом величины $E_{осн.}$ была рассчитана энергия (тепловой) диссоциации F – центра на вакансию и полярон. Был выполнен расчет энергии поляризации кристалла полем хлорной вакансии по методу [3], который привел к $E_{пол.} = -3{,}066$ eV. При испльзовании результатов по расчету энергии полярона $E = -0{,}119$ eV согласно [4], это дает $E_{дисс.} = 1{,}915$ eV в хорошем согласии с экспериментальными результатами Смакулы (1,9 eV).

4. Был выполнен расчет значений $|\Psi(0)|^2$ для первых трех конфигурационных сфер, которые сопостовлялись с результатами Зейделя, [5] по сверхтонкому расщеплению линий парамагнитного резонанса. Получились значения E теор. = = 0,02673; 0,0297I; 0,0002662 в сравнении с опытом: 0,0528 0,0286, 0,000288 и с результатом Гурари и Адриана 0,I на первой сфере.

Это согласие можно признать не слишком плохим, если учесть,

что значения $|\Psi_{(0)}|^2$ крайне чувствительны к деталям формы волновых функций χ_0, χ_1, χ_2 и что теория не содержит ни одного свободного параметра, являясь в полном смысле "абсолютной".

I. К.Б. Толпыго УФЖ, 2, 242, I957.
2. К.Б. Толпыго УФЖ, 4, 72, I959.
Б.Н. Горбаченко, К.Б. Толпыго УФЖ, 8, 242, I966.
4. З.Я. Евсеев, УФЖ, в печати.
5. H. Seidel, Zs. f. Phys. I65, 2I8, I96I.

Донецкий политехнический институт

59. ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ИСКАЖЕНИЯ ПРИМЕСЯМИ КОЛЕБАНИЙ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Г.С. Завт, Н.Н. Кристофель

Модификация кристаллических колебаний в примесной решетке описывается с помощью функций спектральной плотности квадрата смещения атомов в дефектной области $\Phi(\vec{\ell};\omega)$ ($\vec{\ell}$ – координаты атомов), зависящей от параметров дефекта – изменения масс и силовых постоянных. В рамках

методики функций Грина развит общий метод разложения пространства функций $\Phi(\vec{\ell};\omega)$ на сумму инвариантных подпространств, соответствующего введению нормальных координат примесной "квазимолекула". Получена связь функций Φ с функциями Грина неидеальной решетки.

В модели бинарной кубической решетки с взаимодействием ближайших соседей с параметрами кристалла KCl выполнен машинный расчет функций Грина и проведено детальное исследование искажения колебаний всех типов симметрии с учетом изменения силовых постоянных. Помимо хорошо известного низкочастотного псевдолокального колебания (ПЛК), генерируемого тяжелой изотропической примесью, может возникать ряд новых резонансов, обусловленных изменением связи. Например, при достаточно сильной связи возникает ПЛК симметрии A_{1g} (и E_g), частота которого (ω_r) близка к максимальной частоте фононного спектра (ω_L), а ширина

$$\Gamma/\omega_r \sim \left(1 - \frac{\omega_r}{\omega_L}\right)^{3/2}$$

Для различных примесей в матрице KCl построены зависимости $\Phi(\vec{\ell};\omega)$ и получен ряд общих выводов о влиянии изменения силовых постоянных на характер движения атомов в дефектной области.

Показано, что функции $\Phi(\vec{\ell};\omega)$ содержит сингулярности в первой производной $\partial\Phi/\partial\omega$ того же типа, что и фононный спектр решетки.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

60. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ БОЛЬШИХ НАДКРИТИЧНОСТЯХ

П.Е. Зильберман

Рассматривается задача о стационарных волнах в пьезополупроводниках в условиях развитой звуковой неустойчивости. Из всех источников нелинейности в уравнениях наиболее существенной оказывается электронная (концентрационная) нелинейность. Решеточная вязкость (сама по себе эффект линейный), учитываемая в системе связанных нелинейных уравнений, приводит к появлению нелинейного механизма потерь, который ограничивает амплитуду стационарной волны. Нелинейные уравнения задачи удается решить при больших надкритичностях. В результате получается зависимость амплитуды и фазовой скорости стационарной волны от напряженности электрического поля, а также вольт-амперная характеристика системы. Эти зависимости имеют ряд существенных особенностей, которые интерпретируются.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

6I. ЭКСИТОН ВАНЬЕ-МОТТА, ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ У ЗАРЯЖЕННОЙ ПРИМЕСИ

О.С. Зинец, В.И. Сугаков

Рассчитаны энергия и волновая функция электрона и дырки, локализованных вблизи заряженной примеси. Вариационным методом в приближении эффективной массы найдено основное состояние системы, энергия которого расположена ниже энергии примесного уровня. Локализовавшийся у примеси экситон теряет свою индивидуальность: в основном состоянии электрон находится вблизи примеси, а дырка на расстоянии в несколько раз большем, если примесь донорная; обратная картина имеет место для акцепторной примеси. Среди различных варьируемых волновых функций лучшей оказалась

$$\psi = A\left(e^{-\alpha r_1 - \beta r_2} + C\, e^{-\alpha r_{12} - \gamma r_2}\right) r_2^n$$

где r_1 и r_2 - координаты частиц с зарядом соответственно противоположным и совпадающим зарядом примеси, r_{12} - относительное расстояние электрона и дырки. Значения вариационных параметров $\alpha, \beta, \gamma, C, n$ и величина энергии найдены для широкого интервала отношения $\frac{m_h}{m_e}$, включающего экспериментальные значения в полупроводниках InSb, InAs, InP, GaAs, GaSb. Состояния с энергией ниже энергии примесного уровня

возможны только при определенных отношениях эффективных масс электрона и дырки; $\frac{m_h}{m_e}$ должно быть больше некоторой величины, точное значение которой вариационным методом установить затруднительно. Использованная волновая функция дает условие $\frac{m_h}{m_e} > 4{,}5$ для локализации экситона вблизи донора и $\frac{m_h}{m_e} > 4{,}5$ для локализации вблизи акцептора.

Киевский госуниверситет

62. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ InSe

Е.Л. Зорина, В.Б. Величкова

Основное содержание работы - изучение возможности применения существующих теорий для поглощения света в полупроводниках при прямых и непрямых переходах, а также теории излучательной рекомбинации, к монокристаллическому InSe.

Кроме непосредственного интереса к теориям поглощения света в полупроводниках, которые проверялись сравнительно на небольшом количестве веществ, установление проводимости этих теорий к InSe, имеющему слоистую струк-

туру, дает возможность совершенно однозначно определить "оптическую" ширину запрещенной зоны в нем. Проведенный анализ края полосы поглощения показал, что к монокристаллическому $InSe$ могут быть применены теории прямых и непрямых переходов, дающие зависимость $\alpha \sim (h\nu)^n$ (α - коэффициент поглощения, $h\nu$ - энергия фотона, n = I/2 и 2,0 соответсвенно). Последние позволили определить ширины запрещенных зон для прямых (2,42 eV) и непрямых (I,I2 eV) переходов и энергию фонона, участвующего в непрямых переходах, равную 0,027 eV , что согласуется с рассчитанной полосой 45,9 мк решеточного поглощения в $InSe$.

На основании теории излучательной рекомбинации вычислена скорость генерации носителей при тепловом равновесии (0,96 x 10^{16} $см^{-3}сек^{-1}$). Время жизни носителей, обусловленное излучательной рекомбинацией, равно 0,3I сек, что в 300 раз превышает экспериментально определенное по фотопроводимости. Расхождение приписывается наличию дефектов в структуре монокристаллического $InSe$, в котором наблюдается ошибочное расположение части пакетов $SeInInSe$.

Институт общей и неорганической химии АН СССР,
Москва

63. МНОГОЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ НЕПОЛЯРИЗУЮЩИХСЯ ЭКСИТОНОВ

С.М. Зубкова, К.Б. Толпыго

Предлагается приближенный вариант теории экситонов, основанный на методе ГЛГ, дополненном учетом поляризации атомов решетки полем электрона и дырки. Это позволяет обосновать введение величины $1/\varepsilon_\infty r$ для взаимодействия электрона и дырки на больших расстояниях, а также найти взаимодействие для расстояний, сравнимых с постоянной решетки. Этот подход дает возможность с единой точки зрения рассмотреть и экситоны Мотта и экситоны Френкеля при произвольной структуре зон.

Получено общее уравнение, описывающее движение экситона в кристалле. Оно имеет матричную форму с диагональной кинетической энергией $E_\alpha(\vec{k}+\vec{\varkappa}) + E_\beta(-\vec{\varkappa})$, где E_α и E_β - энергии α-ой и β-ой дырочной и электронной зон соответственно, и интегральным оператором взаимодействия. При некоторых ограничениях оно сведется к более простому уравнению, описывающему движение двух квазичастиц с законами дисперсии $E_\alpha(\vec{k}+\vec{\varkappa})$ и $E_\beta(-\vec{\varkappa})$ и потенциальной энергией взаимодействия (уравнение с эффективной массой). Чтобы иметь возможность использовать это уравнение, необходимо, кроме предположения о большом радиусе состояния, исключить

также такие значения волнового вектора экситона $\vec{\kappa}$, для которых вблизи точки минимума выражения $E_\alpha(\vec{k}+\vec{\kappa})+$ $+ E_\beta(-\vec{\kappa})$ проходит более чем одна ветвь функции $E_\alpha+E_\beta$.

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

64. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ДЛЯ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

М.А. Иванов

Рассмотрено спектральное распределение локальных колебаний и поглощение света примесным электронным центром в случае, когда частота локального колебания ω_κ близка к частоте электронного перехода ω_E . Расчет ведется методом температурных функций Грина в матричной форме, которая главным образом учитывает, что на центре может находиться только один электрон.

В зависимости от соотношения между константой электронно-колебательного взаимодействия V , шириной локального колебания $2\Gamma_\kappa$ и $\Delta\omega=\omega_E-\omega_\kappa$, картина существенным образом меняется. Если $|V| \gg \Gamma_\kappa, |\Delta\omega|$, в спектральном распределении локального колебания и се-

чении поглощения света имеются шесть идентичных пиков (при не слишком высоких температурах, когда можно пренебречь квадратами чисел заполнения локального колебания). Из них два главные возникают при частотах $\omega_\alpha \pm |V|$ с ширинами Γ_α и остаются при $T=0$, если нижнее резонирующее электронное состояние основное; четыре побочные возникают при частотах $\omega_\alpha \pm \sqrt{3 \pm \sqrt{8}}\,|V|$ и их интенсивность исчезает при $T=0$. Кроме того, в спектральном распределении локального колебания имеется несмещенный пик при частоте ω_α, соответствующий случаю, когда электрон не резонирует с локальным колебанием. Если $|\Delta\omega| \gg |V|, \Gamma_\alpha$, то в спектральном распределении локального колебания имеется главный пик при частоте $\approx \omega_\alpha$, шириной Γ_α и дополнительный при частоте $\approx \omega_Б$, шириной $\frac{|V|^2}{(\Delta\omega)^2}\Gamma_\alpha$. Интенсивность последнего при $T=0$ в $\frac{|V|^2}{(\Delta\omega)^2}$ раз меньше, чем у главного, и падает с увеличением температуры. В сечении поглощения света эти пики сохраняются с теми же ширинами, но теперь пик при частоте ω_α будет иметь меньшую интенсивность, которая растет с повышением температуры. В случае, когда $\Gamma_\alpha \gg |V|, |\Delta\omega|$, в спектральном распределении локального колебания возникает узкий, резкий провал на частоте $\omega_Б$, который зарастает с повышением температуры.

В работе рассмотрен случай, когда частота локального колебания равна сумме частот двух локальных колебаний. При низких температурах в спектральном распределении локального колебания вместо одного пика при частоте ω_{α}, возникают два симметричные относительно этой частоты пика, расстояние между которыми равно удвоенной константе ангармонизма третьего порядка.

Институт металлофизики АН Укр. ССР, Киев

65. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

М.А. Иванов, Л.Б. Квашнина, М.А. Кривоглаз

Проведен расчет корреляционной функции локальных колебаний, определяющей спектральные распределения коэффициента инфракрасного поглощения света, неупругого рассеяния нейтронов этими колебаниями [1]. Корреляционная функция найдена при помощи метода расцепления цепочки уравнений для запаздывающих и опережающих функций Грина в более высоком приближении, чем обычно. Показано, что уширение спектрального распределения может быть обусловлено как конечным временем жизни

возбуждений (связанным, например, с ангармонизмом третьего порядка), так и с флуктуационной модуляцией частот локальных колебаний, появляющейся при учете ангармонизма четвертого порядка, а также ангармонизма третьего порядка в четвертом приближении теории возмущений. Рассмотрено модуляционное уширение, связанное с взаимодействием локальных колебаний друг с другом и с колебаниями непрерывного спектра, а также с членами четвертого порядка относительно координаты данного локального колебания. Показано, что в выражение для модуляционного уширения входит множитель, обратно пропорциональный квадрату константы ангармонизма третьего порядка, и потому оно может быть сравнимо с уширением, обусловленным конечным временем жизни. Особенно существенным модуляционное уширение сказывается в случае высокочастотных локальных колебаний, указаны случаи, когда модуляционное уширение приводит к появлению точкой структуры спектрального распределения. Для одного частного случая проведено исследование этой тонкой структуры. Исследована температурная зависимость уширения спектрального распределения. Показано, что модуляционное уширение Γ, обусловленное взаимодействием высокочастотного локального колебания с колебаниями непрерывного спектра, обратно пропорционально массе примесного атома. С точки зрения представлений о модуляционном механизме уширения

оказалось возможным в деталях объяснить экспериментальные результаты Мирлина и Решиной по зависимости ширины инфракрасного поглощения H^- и D^- центрами в щелочногалоидных кристаллах от температуры и массы изотопа [2].

I. М.А. Иванов, Л.Б. Квашнина, М.А. Кривоглаз, ФТТ, 7, 2047, 1965.
2. М.А. Иванов, М.А. Кривоглаз, Д.Н. Мирлин, И.И. Решина, ФТТ, 8, 192, 1966.

Институт металлофизики АН Укр. ССР, Киев.

66. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

М.А. Иванов , М.А. Кривоглаз, В.Ф. Лось

Рассмотрено спектральное распределение локальных колебаний возникающее за счет их взаимодействия с электронами проводимости в металлах и в полупроводниках и с электронами примесных центров в полупроводниках. Взаимодействие с электронами проводимости приводит к за-

туханию локальных колебаний и к уширению спектрального распределения. В металлах это затухание не зависит от температуры. Из проведенных оценок следует, что оно может быть значительным (по сравнению с затуханием, обусловленным ангармонизмом) особенно в металлах с высокой плотностью состояний (в переходных металлах), и в случае высокочастотных колебаний может быть преобладающим. В невырожденных полупроводниках электрон-фононное затухание пропорционально концентрации электронов проводимости и обычно меньше затухания, обусловленного ангармонизмом. Рассмотрено влияние локализованных электронных примесных центров в полупроводниках на спектральное распределение локальных колебаний. Методом температурных функций Грина без использования обычной процедуры расцепления цепочки уравнений, неприменимой в случае взаимодействия с локализованными электронами, определена корреляционная функция локальных колебаний. Показано, что электрон-фононное взаимодействие в этом случае может приводить к расщеплению спектрального распределения локальных колебаний. Более детально исследован случай примесных центров с двумя близкими низколежащими уровнями и случай мелких центров с одним дискретным уровнем. На примерах показано, каким образом при изменении параметров происходит переход от " двугорбого" спектрального распределения к единому распределению, форма которого близка к лоренцовой.

Институт металлофизики АН Укр. ССР, Киев

67. ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В.С. Ильин, Г.П. Костюнина

На основе вариационной методики произведено рассмотрение задачи о прохождении произвольно-поляризованной электромагнитной волны через кристалл, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости которого испытывают периодические пространственно-временные приращения. Наличие таких неоднородностей в кристалле приводит к образованию объемной дифракционной решетки, с изменяющимися во времени параметрами, и, следовательно, к амплитудно-фазовой модуляции проходящей электромагнитной волны.

Полученные стационарные функционалы, записанные относительно тангенциальных компонент электрического поля на гранях кристаллического образца, позволяют определить полные матрицы коэффициентов отражения и прохождения и построить, таким образом, матрицу рассеяния всего устройства. Знание последней позволяет рассматривать данную систему в виде некоторого многополюсника, "подключение" которого к другим оптико-электрическим устройствам может быть описано теперь на основе теории цепей.

Минимизирование функционалов по методу Ритца позволяет получить приближенные решения для электромагнитного поля в ближней зоне. Для нахождения дифракционного поля в дальней зоне использовалась интегральная формулировка принципа Кирхгофа-Гюйгенса.

На основе вектора-столбца Джонса производится анализ поляризационной модуляции.

Полученные выражения позволяют произвести расчет амплитудной, фазовой и поляризационной модуляций электромагнитного процесса с учетом таких факторов, как анизоторопия среды, поляризация волн, потери в среде, отражения от грани кристалла, влияние гармоник и др.

Пространственно-временные приращения тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей могут быть получены за счет электрооптических, магнитооптических, фотоупругих эффектов, а также плазменными волнами в полупроводниках и т.д.

В качестве примера произведено рассмотрение дифракции света на ультразвуковых стоячих волнах в пьезоэлектрическом полупроводнике. Найденные выражения служат как частный случай формулы скалярной дифракции света на ультразвуке в изотропной среде, полученные Раманом-Натом.

В докладе приводятся результаты численного расчета

дифракции света на ультразвуковых колебаниях в кристаллах арсенида галлия.

Саратовский госуниверситет

68. К ТЕОРИИ ШИРИНЫ ЛИНИИ ЛОКАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ H^- И D^- В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.П. Ипатова, А.А. Клочихин

I. Построена теория ширины локального уровня, обусловленной ангармоническими членами третьего и четвертого порядка в потенциальной энергии кристалла. При этом существенным оказался учет ангармонизма самих локальных колебаний.

2. Показано, что при достаточно высоких температурах самым существенным в ширине оказывается процесс, ранее предложенный в [I] и подробно обсужденный в [2].

3. Найденные результаты позволяют качественно объяснить экспериментальные закономерности [I, 3] : температурную зависимость, соотношение ширин линий ионов H^- и D^- при высоких и низких температурах

I. W.Hayes, G.D.Jones, R.J. Elliott, C.F. Bennett, J.Phys.

Chem. Sol., Suppl., 475, 1965.
2. М.А. Иванов, М.А. Кривоглаз, Д.Н. Мирлин, И.И. Решина, ФТТ, 8, 192, 1965.
3. Д.Н. Мирлин, И.И. Решина, ФТТ, 5, 3532, 1963; ФТТ, 6, 945, 1964; ФТТ, 6, 3078, 1964.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

69. НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА О РАСПРОСТРАНЕНИИ ТЕПЛА В РЕШЕТКЕ С ДЕФЕКТАМИ

А.Е. Казаков, Э.Л. Нагаев

Решена задача о переносе тепла фононами в плоско-параллельной пластине конечной толщины. Предполагается, что доминирующим механизмом рассеяния фононов является рэлеевское рассеяние на примеси, а фонон-фононное рассеяние несущественно. В этих условиях нельзя ввести локальную температуру решетки, и необходимо решать нелинеаризованное кинетическое уравнение. Пластина предполагается помещенной между двумя термостатами, так что на каждой из границ задана функция распределения лишь для тех фононов, которые входят в пластину. Функция распределения

для фононов, выходящих из пластины, находится как результат решения задачи. Решение проводится методами, аналогичными используемым в теории переноса изучения и нейтронов. Полученные результаты уточняют оценки низкотемпературной фононной теплопроводности, полученные другими авторами.

ВНИИ источников тока, Москва

70. ТЕОРИЯ ДИОДОВ ИЗ ГЕРМАНИЯ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

Р.Ф. Казаринов, В.И. Стафеев, Р.А. Сурис

Рассмотрено поведение диодов из германия с глубокими уровнями в условиях инжекции с p-n-перехода. Показано, что в такой системе возникает отрицательное дифференциальное сопротивление, связанное с продвижением фронта области с сильно неравновесным заполнением ловушек.
Изучена динамика движения этого фронта.

Москва

71. ОСОБЕННОСТИ РАЗОГЕВА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ РАССЕЯНИИ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

А.П. Казлаукас, И.Б. Левинсон, Г.Э. Мажуолите

Рассеяние на оптических фононах с предельной частотой ω_0, при температурах $T \ll \omega_0$, характеризуется наличием двух существенно различных времен взаимодействия с решеткой: время поглощения $\tau^- \sim e^{-u}\tau^0$ для пассивных электронов с $\varepsilon < \omega_0$ и время испускания $\tau^+ \sim \tau^0$ для активных электронов с $\varepsilon > \omega_0$. Здесь τ^0 есть время спонтанного испускания и $u = \frac{\omega_0}{T} \gg 1$. Соответсвенно, имеются два характерных поля, определяемые из соотношений $eE^{\pm}\tau^{\pm} = p_0$, где $p_0 = m\omega_0$ импульс электрона с энергией ω_0. Рассеяние пассивных электронов происходит согласно Давыдову и Шмушкевичу, путем поглощения и мгновенного испускания фонона. Показано, что такое составное рассеяние может быть описано вероятностью перехода

$$\hat{W}(p,p') = \int (dp'')\tau_0(p'')W(p,p'')W(p'',p')$$

для $p,p' < p_0$, где τ_0 – время жизни в активном состоянии. Условия применимости составного рассеяния шире указанных Давыдовым и Шмушкевичем и есть в действительности $E \ll E^-$. В этих полях распределение по энергиям представляет собой "лесенку" с шагом ω_0, и экспоненциально убывающими

I, e^{-u}, e^{-2u}... высотами ступенек. Обогащение активной области электронами при включении поля связано со сдвигом детального равновесия и происходит путем поглощения фононов. В полях $E^{-} \ll E \ll E^{+}$ ступеньки заглаживаются - обогащение активной области связано с тем, что электроны попадают туда под влиянием поля; поглощение фононов несущественно. Вплоть до полей $E \ll E^{+}$ число электронов в активной области мало, однако их рассмотрение существенно, ибо только они могут отдавать энергию решетке. В полях $E \ll E^{+}$ межэлектронные соударения существенно влияют на кинетические явления. Они открывают новый канал релаксации энергии: пассивный электрон, получивший энергию от поля, сталкиваясь с активным, передает ему эту энергию, а активный электрон передает ее решетке. Эффективное время релаксации энергии для этого механизма $\tilde{\tau}_{E} = (\tau^{ee} + \tau^{o}) e^{u}$, где τ^{ee} - время межэлектронных соударений. Этот механизм не связан с дисперсией оптических фононов и конкурирует с почти упругим составным рассеянием, для которого $\tilde{\tau}_{I} = \tau^{o} e^{u} \delta^{-1}$, где δ есть малый параметр, связанный с дисперсией оптических фононов. Кроме того, может возникнуть ситуация, когда межэлектронные соударения устанавливают смещенное максвелловское распределение только внутри пассивной области, а в активной области распределение сохраняет ступенчатый характер.

Институт физики и математики АН Литовской ССР, Вильнюс

72. ВЛИЯНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО ТОКА НА СПИН-РЕШЕТОЧНУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЯДЕР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУМЕТАЛЛАХ В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

В.П. Калашников

Рассматриваются процессы спин-решеточной релаксации носителей тока в условиях джоулева разогрева их в скрещенных электрическом и магнитном полях.
Найдены выражения для времени спин-решеточной релаксации и зависимость их от дрейфовой скорости электронного потока. Вычислена стационарная спиновая намагниченность электронов проводимости и зависимость ее от внешних полей.
Полученные результаты применяются для теоретического описания нового метода динамической поляризации ядерных спинов, предложенного Феером[1].

I. G. Feher, Phys. Rev. Letters, 3, 135, 1959

Институт физики и металлов АН СССР, Свердловск

73. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ С РЕШЕТКОЙ ХАЛЬКОПИРИТА

Г.Ф. Караваев, А.С. Поплавной

Предложен метод расчета энергетического спектра полупроводниковых соединений ABC_2 со структурой халькопирита, аналогичный методу Германа. В качестве невозмущенной рассматривается структура энергетического спектра соединений с решеткой цинковой обманки.

Потенциал возмущения целесообразно разделить на симметричную ΔV_c и антисимметричную ΔV_a части по отношению к перестановке атомов A и B. Учет ΔV_c приводит к незначительной деформации спектра. Основные изменения в спектре обусловлены антисимметричной частью ΔV_a. Установлено, что потенциал ΔV_a преобразуется по представлению W_1 группы T_d^2. Анализ правил отбора для матричных элементов ΔV_a показывает, что в основных симметричных точках зоны Бриллюэна антисимметричная часть работает во втором порядке теории возмущений. Это позволяет провести качественный анализ изменений в спектре при переходе от цинковой обманки к халькопириту.

В работе рассмотрена структура зон соединений $A^{II}B^{IV}C_2^{V}$, близких к GaAs и AlP. На примере этих соединений делается вывод, что при переходе от $A^{III}B^{V}$ с минимумом

зоны проводимости в точке Г к соответствующим халькопиритам ширина запрещенной зоны должна уменьшаться. Если же дно зоны проводимости $A^{III}B^{V}$ лежит в точке X, то ширина запрещенной зоны должна меняться незначительно. Имеющиеся экспериментальные данные подтверждают эту точку зрения.

Численные расчеты по предложенному методу проводятся для соединений $ZnGeAs_2$ и $ZnSiP_2$.

Исследовано влияние спин-орбитального взаимодействия и деформация кристалла на структуру валентной зоны соединений $A^{II}B^{IV}C_2^{V}$

Сибирский физико-технический институт при Томском университете

74. К ИССЛЕДОВАНИЮ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ МОДЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Б.В. Карпенко, Ф.И. Муфтахова, А.Н. Мень, А.А. Сидоров

Современная теория сверхобменных взаимодействий в окислах существенно использует результаты расчетов энерге-

тического спектра простейших систем. В качестве примера приводится обсуждение системы, содержащей по два электрона кислорода и катионов.
Энергетический спектр может быть описан с помощью дираковского обменного члена.
Выяснен вклад внутриобменных эффектов в энергетический спектр, а также проведено обсуждение влияния неортогональности функций на характер обменного расщепления.
На основе полученной модели обсуждаются магнитные характеристики некоторых окислов, содержащих катионы с незаполненной 3d оболочкой.

Институт металлургии Госкомитета черной и цветной металлургии, Свердловск

75. ПОВЕДЕНИЕ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

З.А. Касаманян

I. Работа посвящена исследованию плотности состояний сильно легированного полупроводника во внешнем электрическом поле. Учитывается внутреннее поле примеси (доно-

ров), а также кулоновское взаимодействие между электронами. Аналогично обстоит дело для дырочного полупроводника при акцепторной примеси.

2. Расчет ведется в квазиклассическом приближении, внешнее поле считается постоянным.

3. Получены явные формулы для плотности состояний в сравнительно слабых и сильных полях. Критерий слабости поля зависит от концентрации примеси.

4. Показано, что плотность состояний заметно отличается от вида ее лишь в случае сильного поля. В случае слабого поля плотность состояний в основном определяется полем примеси.

5. Практически обычно выполняется случай слабого поля. Исключение могут составить, однако, p-n переходы в туннельных диодах. Кроме того, роль внешнего поля может играть поле дислокаций, поле создаваемое дислокациями сравнительно слабо зависит от координат и может быть сильным. В таких случаях плотность состояний сильно легированного полупроводника меняется радикально.

Московский госуниверситет

76. К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А.И. Касиян

Электропроводность системы электронов, сильно взаимодействующих с оптическими фононами, исследуется на основе общих точных соотношений теории линейных необратимых процессов. Рассматривается случай, когда применима адиабатическая теория возмущений. Выведен аналог кинетического уравнения для элементарных возбуждений в системе. Благодаря смещению положений равновесия фононов проводимость остается конечной даже при температуре абсолютного нуля. В случае не очень низких температур, но значительно ниже дебаевской, и при некоторых упрощающих положениях, для электропроводимости получено выражение, содержащее известный экспоненциальный по температуре множитель, однако величины, стоящие при этом множителе, вообще говоря, тоже зависят от температуры. Если же и после учета части взаимодействия электронов с фононами в нулевом приближении, приводящее к перераспределению элементарных возбуждений в системе, электронно-фононная связь все еще остается сильной, то необходимо учитывать многофононные переходы. Методом Ланг-Фирсова вычисления кинетических коэффициентов полупроводников с малой подвижностью в этом случае для температурной элек-

тропроводности получена активационная формула.

Институт математики с ВЦ АН МССР, Кишинев

77. К ТЕОРИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОБОЯ В ОЧЕНЬ ЧИСТОМ ГЕРМАНИИ

З.С. Качлишвили

I. Теоретическое исследование явления пробоя сводится в основном к вычислению функции распределения электронов в присутствии электрического поля. Вид ее зависит от преобладающего механизма рассеяния и от концентрации свободных электронов. Рассматривая низкотемпературный пробой в германии высокой частоты $(N_D+N_A) \leq 10^{13}$ см$^{-3}$ (N_D, N_A - концентрация доноров и акцепторов), в работе показывается, что в этом случае приближение электронной температуры не корректно и преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на акустических колебаниях решетки. При таких условиях, как известно, решение кинетического уравнения находится в так называемых приближениях "высоких" и "низких" температур. В случае "высоких" температур функция распределения апроксимиру-

ется известной формулой Давыдова. С учетом экспериментального значения пробивных полей, показано, что приближение "высоких" температур справедливо при $T \geq 10^{0}K$.

2. С помощью функции распределения Давыдова находятся коэффициенты ударной ионизации ($A_T(E)$) и тепловой рекомбинации ($B_T(T,E)$) и исходя из обычного условия пробоя

$$A_I(E) = \frac{c}{1-c} B_T(T,E)$$

определяется зависимость напряжения пробивного поля $E_{пр}$ от степени компенсации $c \equiv \frac{N_A}{N_D}$ (материал n-типа). Численные расчеты произведены при $T=10^{0}K$.

НИИФПП, Тбилиси

78. О СТАБИЛЬНОСТИ КОНФИГУРАЦИЙ С ПОЧТИ ВЫРОЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СОСТОЯНИЕМ

А.А. Киселев

Задача о стабильности молекулы (или квазимолекулы) с почти вырожденным электронным состоянием рассмотрена при помощи метода Борна-Оппенгеймера. Исследована квадратичная форма, входящая в уравнение второго по-

рядка, и получены неравенства, определяющие условия при которых движение ядер оказывается неустойчивым. Отмечены случаи, когда устойчивость движения сохраняется не смотря на существование близких электронных уровней. Показано, что взаимодействие состояний, соответствующих близким электронным уровням, проявляется в этих случаях в порядках более высоких, чем нулевой.

Ленинградский госуниверситет

79. К ТЕОРИИ ПРОВОДИМОСТИ ПО ПРИМЕСИ

М.И. Клингер

Развивается статистическая теория проводимости по примеси в полупроводниках. Исследуются полученные оценки и соотношения для проводимости по примеси, их основные зависимости. Обсуждается характер, смысл и область существования подобных процессов переноса.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

80. О НОВЫХ АСПЕКТАХ ТЕОРИИ МАЛОЙ ПОДВИЖНОСТИ

М.И. Клингер

I. В рамках развитой ранее автором статистической теории кинетических коэффициентов электронного переноса в в полупроводниках с малой подвижностью исследуются некоторые оптические свойства кондоновских малых поляронов и их особенности, экспериментальное наблюдение которых может дать информацию о существовании малых поляронов и их существенных параметрах.

Исследуется влияние больших концентраций примесных центров (точечных дефектов) на явление переноса малых поляронов.

2. Развивается полуфеноменологическая теория кинетических коэффициентов перескокового переноса малых поляронов с использованием некоторой стохастической модели их.

3. Статистическая теория явлений перескокового переноса малых поляронов представлена как теория стохастического процесса перескоковой их диффузии, обладающей некоторыми немарковскими чертами. Получены уравнения, играющие роль уравнений перескокового переноса малых поляронов (его элементарных актов) и позволяющие, в частности, объяснить существенное различие в поведении (в температурной и частотной зависимостях) четных (по магнитному полю)

и нечетных эффектов перескокового переноса малых поляронов (например, соответственно, дрейфовой и поперечной подвижности).

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

8I. О СУЩЕСТВОВАНИИ НИЖНЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ГРАНИЦЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

В.Г. Коган, Б.А. Тавгер

В ряде работ были обнаружены сверхпроводящие полупроводники. При переходе от массивного образца к пленке условия для сверхпроводимости должны улучшаться, так как плотность состояний, существенная для сверхпроводимости, в тонкой пленке будет больше. Особенностью плотности состояний в тонкой полупроводниковой пленке является также независимость ее от концентрации носителей. Поэтому становится возможным появление сверхпроводимости в невырожденной пленке. Уравнение Купера для этого случая решается без труда. Получается следующий критерий, определяющий температурную область сверхпроводящего состояния

$$\mu(T) > -\hbar\omega_D \exp\left(-\frac{1}{N_{n\Lambda} g}\right),$$

где $\mu(T)$ - химический потенциал, $N_{n\Lambda}$ - плотность состояний у границы Ферми. Так как зависимость $\mu(T)$ имеет максимум, то может оказаться, что существует такая температура $T_{нк}$, ниже которой сверхпроводимость отсутствует. Физически это связано с тем, что при малой концентрации носителей $T < T_{нк}$ куперовское спаривание не осуществляется.

Горьковский исследовательский физико-технический институт

82. О РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНА ПРИМЕСНОГО ЦЕНТРА С КОЛЕБАНИЯМИ РЕШЕТКИ

Ш.М. Коган, Р.А. Сурис

Рассматривается взаимодействие колебаний решетки полупроводников со сравнительно узкой запрещенной зоной с электронами примесного центра, когда частоты переходов электронов из основного в возбужденные состояния близки к частотам оптических фононов. В этих условиях из-за близости к резонансу взаимодействие становится весьма существенным. Показано, что в таких полупроводниках возможно возникновение локальных колебаний решетки, частоты которых лежат вне

полосы частот непрерывного фононного спектра. Если оптические колебания решетки полупроводника в дипольном приближении оптически не активны, то рассматриваемое взаимодействие приводит к "окрашиванию" этих колебаний дипольным моментом, что будет проявляться в опытах по поглощению инфракрасного излучения в таких кристаллах. Появлению локальных колебаний должно отвечать возникновение дополнительных линий поглощения.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

83. РЕКОМБИНАЦИОННО-ГЕНЕРАЦИОННЫЙ (РГ) ШУМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДВУМЯ СОРТАМИ НОСИТЕЛЕЙ

О.В. Константинов, В.И. Перель

При обычном рассмотрении РГ шума в полупроводниках с двумя сортами носителей интенсивности шума электронов и дырок складываются [I]. Это приводит к появлению двух ступенек в частотном распределении мощности шума. Первая ступенька кончается на частотах порядка обратного времени жизни долгоживущих носителей, вторая - короткоживущих. Эти флуктуации однородны по длине, так что шумовая мощ-

ность, снимаемая с потенциальных контактов, пропорциональна расстоянию между ними. В представленной работе учтены флуктуации, неоднородные по объему. При этом в выражении для шумовой мощности появляется дополнительный член, пропорциональный произведению концентраций электронов и дырок. Этот дополнительный член в слабых электрических полях меньше основного в отношении $\frac{L}{d}$ (d-расстояние между потенциальными контактами, L - диф. длина).

Однако с приближением электрического поля к некоторой критической величине этот член начинает быстро расти и приводит к появлению острого пика в районе склона первой ступеньки. Критическое поле совпадает с пороговым значением для возбуждения рекомбинационных волн [2] .

I. Ван-дер-Зил , Флуктуационные явления в полупроводниках, М., ИЛ, I96I.

2. О.В. Константинов, В.И. Перель, ФТТ, 6, 3365, I964.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

84. ОБЩИЕ УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

О.В. Константинов, В.И. Перель, Г.В. Царенков

В работе [1] были получены условия возникновения рекомбинационных волн для случая сильно различающихся концентраций и времен жизни носителей. В настоящей работе проведено исследование условий появления колебаний при произвольных соотношениях между этими величинами. Показано, что при различных временах жизни всегда существует область концентраций, в которой возникают эти колебания. Наиболее благоприятны условия возникновения в почти собственном полупроводнике. Если, например, $\frac{\tau_p}{\tau_n} < 1$ (τ_n, τ_p – времена жизни электронов и дырок), то дырок не может быть как угодно мало, именно $\frac{p}{n}$ должно быть больше, чем $\frac{\tau_p}{\tau_n}$. Если увеличивать концентрацию дырок, то критическое поле будет уменьшаться. Если дырок станет больше, чем электронов (при этом сохраняется отношение $\frac{\tau_p}{\tau_n} < 1$), то характер рекомбинационных волн изменится, у них будет больше фазовая скорость. Эти волны, в отличие от описанных в работе [1], мы назвали быстрыми рекомбинационными волнами. Быстрые волны могут быть возбуждены пока концентрация дырок не слишком сильно превосходит концентрацию электронов, именно $\frac{p}{n}$ должно быть

меньше $\frac{\tau_n}{\tau_p}$.

Аналогичная ситуация (с заменой электронов на дырки) возникает и при $\frac{\tau_p}{\tau_n} > 1$. В работе найдено критическое поле и частота колебаний вблизи порога. Теория применяется к исследованию возможности возбуждений колебаний в n – кремнии, компенсированном золотом. Условия очень критичны к степени компенсации акцепторного уровня золота, лежащего почти в середине запрещенной зоны. Именно, отношение концентрации исходной донорной примеси к концентрации золота должно лежать в интервале 0,I ÷ 0,2. При этом критическое поле и частота колебаний определяется формулами

$$E_{min} = \left(\frac{N}{10^{16}}\right)^{1/2} \cdot 0{,}4 \quad в/см, \qquad \nu = \frac{N}{10^{15}} \cdot 0{,}4 \quad мгц,$$

N – концентрация золота. Минимальное поле E_{min} лежит в интервале 250 ÷ 400°К (для отношения концентраций в интервале 0,I ÷ 0,2). При расчете использованы данные о временах жизни из работы [2].

I. О.В. Константинов, В.И. Перель, ФТТ, 6, 3365, I964.

2. G. Bemski, Phys. Rev., III, I5I5, I958.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

85. РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБРАЗЦЕ

О.В. Константинов, Г.В. Царенков

Обычно считается, что возникшее каким-либо образом малое отклонение концентрации свободных носителей от равновесного значения экспоненционально спадает со временем. В работе Константинова и Переля [1] было найдено, что в полупроводнике с двумя сортами носителей, у которых различны времена жизни, при наличии дрейфа в постоянном электрическом поле флуктуация числа свободных носителей движется благодаря дрейфу и вовсе необязательно затухает со временем. Если скорость дрейфа превосходит некоторую критическую величину, флуктуация начинает расти со временем.

Эти колебания были изучены в работе [1] для безграничного образца или же для образца кольцевой формы без контактов. В настоящей работе были изучены собственные колебания для образца конечной длины с омическими контактами. Рассмотрены предельные случаи образца, длина которого много больше или много меньше диффузионной длины. Для длинного образца условия возникновения колебаний совпадают с условиями, полученными в работе [1].

Если поле меньше критического, то колебания будут затухающими. Однако их можно возбудить, если приложить к об-

разцу переменное напряжение. Тогда факт существования колебаний появится в особенностях частотной зависимости импеданса образца. Был вычислен импеданс длинного и короткого образцов, который имеет резонансный ход с частотой. Ширина пика тем меньше, чем ближе поле к критическому. Отметим, что проявление рекомбинационных волн в импедансе возможно только у контактов инжектирующих свойств.

I. О.В. Константинов, В.И. Перель, ФТТ, 6, 3365, 1961.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

86. ПРИРОДА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В CdS ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ РУБИНОВЫМ ЛАЗЕРОМ

В.К.Конюхов, Л.А.Кулевский, А.М.Прохоров

Предложена модель, объясняющая характер спектра люминесценции CdS ($T = 90^{0}K$) при двухфотонном возбуждении рубиновым лазером и его отличие от спектра люминесценции CdS при однофотонном возбуждении ($\lambda = 366\,m\mu$). Объяснено положение линии генерации в CdS при двухфотонном возбуждении рубиновым лазером.

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва.

87. МАГНЕТОФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ОБЛАСТИ МЕЖДУЗОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Л.И.Коровин

Рассматривается влияние неупругого взаимодействия электронов с оптическими (поляризационными) фононами на форму осцилляций коэффициента поглощения света, связанного с

прямыми переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости (c). Рассеяние, а, следовательно, и неопределенность энергии электрона, заброшенного светом в зону C , немонотонно зависит от величины магнитного поля H. Если $\Omega_c = \omega_0$ (Ω_c -циклотронная частота в зоне проводимости, ω_0 -предельная частота оптических фононов), то в рассеянии будут участвовать также фононы с нулевым импульсом, и станет возможным переход электрона между минимумами соседних зон Ландау. Неопределенность энергии (связанная с длиной свободного пробега) в этом случае будет наибольшая, так как переход происходит между уровнями с бесконечной плотностью состояний. Если уменьшить H так, что $\Omega_c \neq \omega_0$, то в рассеянии будут участвовать только фононы с ненулевым импульсом и в переходе сможет участвовать только одна бесконечная плотность состояний. Рассеяние в этом случае станет меньше. Если уменьшить H до $\Omega_c = (\omega_0/2)$, то рассеяние вновь возрастет и т.д. Указанная немонотонность в рассеянии приводит к осцилляциям в зависимости от H параметров, характеризующих форму пика магнитооптического поглощения. Форма пика была вычислена на основе формулы Кубо для комплексной электропроводности. В зависимости от величины H формулы, описывающие форму магнитооптического пика, имеют различную область применимости. Если $\omega_0 \simeq \simeq \Omega_c(p+\frac{1}{2})$ (p -целое число), то теория справедлива для

любых номеров магнитооптических пиков. Если же $\omega_0 \simeq \Omega_c p$, то в задаче исчезает малый параметр, что препятствует решению ее для первых пиков. Теория в этом случае справедлива для $n \gg 1$ (n -номер пика). Оценка амплитуды магнетофононной осцилляции показывает, что этот эффект может быть измерен.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград.

88. ПРИМЕСНОЕ РАССЕЯНИЕ В ТЕОРИИ ФОРМЫ МЕЖДУЗОННЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

Л.И.Коровин, Е.В.Харитонов

Развита теория формы осцилляций коэффициента поглощения света, связанного с прямыми переходами электронов из валентной зоны (v) в зону проводимости (c) в сильном магнитном поле. Форма осцилляций определяется нестационарностью электронных состояний в зоне c (и дырок в зоне v). Причиной нестационарности считается упругое рассеяние электронов на короткодействующем потенциале. Расчет был сделан на основе формулы Кубо для реальной части комплексной электропроводности. Оказалось, что все члены ряда теории возмущений по взаимодействию с

рассеивателями для функции W , описывающей уширение и сдвиг электронных уровней, расходятся на резонансных частотах, соответствующих переходам между экстремумами зон Ландау в зонах v и c с одинаковым номером n . Это препятствует решению задачи в общем случае для произвольных n . Решение, справедливое для любых n , получено в случае малой концентрации примеси N , когда возможно в ряде для W оставить члены, отвечающие поправкам к борновскому приближению. В этом случае $W \sim N$. При больших N $W \sim N^{2/3}$. В этом случае решение справедливо для $n \gg 1$, т.е. для далеких осцилляций спектра. Показано, что задача о первых осцилляциях спектра в случае, когда существенны нелинейные по концентрации члены в W, не содержит малого параметра.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

89. О ЗАКОНЕ ДИСПЕРСИИ В ПРИМЕСНОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ СЛОЖНОЙ РЕШЕТКИ

А.М.Косевич

Физико-технический институт АН УкрССР, Харьков

90. ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИИ В КРИСТАЛЛЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ РАССЕЯНИЕМ УПРУГИХ ВОЛН НА ПРИМЕСЯХ

А.Косевич, В.Нацик

Физико-технический институт АН УкрССР, Харьков

91. О ЗАКОНЕ ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНА ПРИ НАЛИЧИИ ПРИМЕСЕЙ ДОНОРНОГО ТИПА

А.Косевич, В.Хохлов

Физико-технический институт АН УкрССР, Харьков
Харьковский госуниверситет

92. ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

В.З.Кресин, Б.А.Тавгер

Ограниченность пленки приводит к квантованию поперечного

движения. Состояния с различным поперечным движением образуют подзоны. Межэлектронное взаимодействие при наличии различных групп электронов может привести (см. ниже) к куперовскому спариванию и, следовательно, к сверхпроводимости. Для количественного расчета выбрана следующая модель, соответствующая возможной зонной структуре полупроводниковой пленки. Имеются две группы электронных состояний, $\varepsilon_{1min} < \varepsilon_{2min}$; μ_1, μ_2 – химический потенциал, отсчитанный от ε_{1min} и ε_{2min}; $\mu_2 < 0$.

Между электронами первой группы возникает своеобразное эффективное взаимодействие, связанное с виртуальными переходами во второй группе. Собственно-энергетическая часть, описывающая спаривание электронов, имеет вид

$$\Delta_{11}(\vec{p}, \omega_n) = \frac{T}{(2\pi)^3} \sum_{\omega_{n'}} \int d\vec{p}' \, \Gamma_{11} F_{11}^{+}(\vec{p}', \omega_{n'}). \qquad (1)$$

Полный четырехполюсник Γ_{11} вычисляется методами диаграмной техники [1]

$$\Gamma_{11} = (V_{11} + \Pi_{22} R)/S, \qquad (2)$$

где $R = V_{12}^2 - V_{11} V_{22}$, V – матричные элементы рассеяния, при котором электроны остаются в своих группах, Π_{22} – поляризационный оператор, $\Pi_{22} < 0$, $S = 1 - V_{11}\Pi_{11} - V_{22}\Pi_{22} - \Pi_{11}\Pi_{22} R$. Из (2) видно, что притяжение возникает при $R > 0$ и, кроме того, $\Pi_{22} R$ должно быть больше перенормированного ку-

лоновского отталкивания. При утолщении образца эффект исчезает ($R \to 0$).

Особенностью рассматриваемого случая является температурная зависимость константы взаимодействия. Кроме того, с помощью простых вычислений можно показать, что эффективное притяжение обрезается так же, как и при обычном электрон-фононном механизме, однако параметром обрезания является не $\hbar\omega_D$, а энергия $\kappa_Б T$.

Рассмотренный механизм может привести к отсутствию изотопического эффекта, а при наличии и обычного механизма — к зависимости его от толщины пленки.

Зависимость взаимодействия от температуры (при $T \to 0$ соответствующая константа $g(T) \to 0$) приводит к тому, что при рассматриваемом механизме сверхпроводимости должна существовать критическая температура $T_{кн}$, ниже которой сверхпроводимость исчезает. Оценка $T_{кн}$ при $L \sim 5 \cdot 10^{-6}$, $N_D \sim 5 \cdot 10^{18}$, $E_D \sim 5^\circ$ дает $T_{кн} \simeq 0{,}5^\circ$.

I. Б.Т.Гейликман, ЖЭТФ,48,II94,I965.

Горьковский исследовательский физико-технический институт

93. ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ БЛИЗКИМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ УРОВНЯМИ

М.А.Кривоглаз

Рассмотрен тепловой безызлучательный переход в примесном центре между двумя близкими энергетическими уровнями, расстояние между которыми мало по сравнению с шириной локального колебательного уровня у этого центра. Методом температурных функций Грина определена электронная корреляционная функция и найдена вероятность безызлучательного перехода, обусловленного взаимодействием электронов с локальными колебаниями. Показано, что вероятность перехода в рассматриваемом случае обратно пропорциональна распадной ширине локального уровня, а не обратной эффективной частоте колебаний, как в случае взаимодействия с колебаниями непрерывного спектра. Вследствие этого при высоких температурах рассматриваемый механизм может явиться основным механизмом релаксации в случае примесных центров, имеющих локальные (или квазилокальные) колебания. Полученные результаты применимы, в частности, при рассмотрении спин-фононной релаксации в теории электронного или ядерного резонанса на примесных центрах.

Институт металлофизики АН УкрССР, Киев

94. НЕЭЛЕМЕНТАРНОСТЬ A - ПОЛОС РТУТЕПОДОБНЫХ ЦЕНТРОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н.Н.Кристофель

Экспериментальные данные последнего времени показали, что электронно-колебательные A -полосы поглощения и излучения примесных центров типа KCl -Tl неэлементарны. Автором было ранее показано, что в связи с искажением симметрии центра в возбужденном состоянии $^3F_{1u}$ (эффект Яна-Теллера), взаимодействием электронов примеси с колебаниями E_g -симметрии и нарушением приближения Кондона по ним, A -полоса поглощения должна состоять из двух подполос.

Для объяснения экспериментальных данных необходимо найти адиабатический потенциал (АП) с учетом влияния колебаний F_{2g}, не участвующих в определении низкосимметричных равновесных конфигураций ядер, но "перемешивающих" состояния, получающиеся в результате статического эффекта Яна-Теллера. Это проделано в работе. Рассчитанный с оцененными недиагональными матричными элементами $\sim 0{,}02\,eV$ от F_{2g} -колебаний АП E_g -колебаний сохраняет около низкосимметричных минимумов (D_{4h}) прежний характер, но в области пересечения листов потенциала возникает заметное расщепление. A-полоса поглощения должна

в приближении Кондона по E_g-колебаниям за счет расщепления АП и нарушения приближения Кондона F_{2g}-колебаниями состоять из двух подполос. Если нарушается приближение Кондона и по E_g-колебаниям - из трех подполос. Такая картина позволяет достичь интерпретации экспериментальных данных.

Наблюдаемую структуру коротких компонент А-полосы излучения удается также связать с эффектом Яна-Теллера в возбужденном состоянии. Здесь листы АП E_g-колебаний рассчитаны для равновесных значений F_{2g}-колебаний, различных для каждого из листов. Незначительная добавка поля симметрии D_{3d} от F_{2g}-колебаний позволяет интерпретировать небольшие отклонения от чистой симметрии D_{4h}, наблюдаемой в поляризации полос при одноосных деформациях фосфора.

В системах с тяжелыми анионами основания (Br^-, J^-) явления качественно подобны, но гораздо большие. Для объяснения величины их можно предположить, что d-электроны Tl^+ дают небольшой ковалентный вклад в связи с окружением. Для состояний, актуальных в электронно-колебательных переходах, это означает постоянную добавку низкосимметричного поля, усиливающего проявления рассмотренных выше механизмов.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

95. О ЛОКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УРОВНЯХ СОСЕДЕЙ ПРИМЕСИ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ ФОСФОРАХ

Н.Н.Кристофель

Рассмотрение электронных состояний кристалла с примесью, имеющей "собственное" число электронов, методом Хартри--Фока в простой модели показывает, что наряду с собственно-примесными локальными уровнями (волновые функции слагаются главным образом из функций примеси) могут иметь место "индуцированные" локальные уровни (ИЛУ), волновая функция которых слагается главным образом из функций соседей примеси.

Развита теория ИЛУ соседей примеси замещения в щелочно-галоидных кристаллах на примере 3р-состояний ионов Cl^---соседей Tl^+ в матрице KCl. Используется приближение, где ширина валентной зоны равна нулю. Учитывается искажение решетки примесью и другие результаты, полученные автором ранее в расчете собственно-примесных уровней $KCl-Tl$. Симметрия задачи C_{4v}, возможные ИЛУ вырождены согласно числу эквивалентных соседей примеси. Это вырождение снимается взаимодействиями, аналогичными развертывающим ширину зоны.

Квантовомеханический микрорасчет дает ИЛУ симметрии A_1 на 0,72 eV над валентной зоной (главный вклад от несим-

метричной части т.н. электростатической поправки, содержащей взаимодействие квадрупольного момента 3p-электрона Cl^- с разностью распределений заряда ионов Tl^+ и K^+), и уровень E-симметрии на 0,71 eV под зоной. Основной уровень Tl^+ ($6s^2$) лежит также на ~ 0,7 eV под зоной. Таким образом, электроны примесных центров малого радиуса не являются медленной подсистемой относительно электронов основания. Вычисленное положение валентной зоны согласуется хорошо с полученными в специальном расчете Хоуленда.

ИЛУ A_1 служит уровнем захвата для дырки, что согласуется с наличием электронной рекомбинационной люминесценции и объясняет эффект "запоминания" места возбуждения. Порядок отщепления ИЛУ согласуется с началом внешнего теплового тушения при комнатных температурах. D -полоса поглощения сопоставляется переходу, начинающемуся с ИЛУ A_1.

В системе $KCl-Ga$, вероятно, ИЛУ отсутствуют, а уровень $Ga^+(4s^2)$ лежит несколько выше 3p-зоны Cl^- , так что в противоположность $Tl^+(6s^2)$, в основном состоянии Ga^+ дырка может остаться локализованной. Это согласуется с экспериментом.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

96. РАЗНОВРЕМЕННЫЕ РАСЦЕПЛЕНИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ФОНОННЫХ СИСТЕМ

С.И.Кубарев

I. Метод корреляционных функций в статистической физике, как известно приводит к системе зацепляющихся уравнений, содержащих высшие корреляционные функции. Обычные методы расцепления [I] правильно передают, вообще говоря, только асимптотическое поведение исследуемых корр. функций. Иными словами, эти способы расцепления соответствуют так называемому стохастическому предельному случаю [2]. В то же время, существует большое число задач, для которых более подходит другой предельный случай: преобладание динамической связи. Этот случай соответствует основному вкладу на малых временах, в простейшем виде ему отвечает полуклассическое приближение [3] . К этому типу задач относятся проблема малой подвижности, спиновой диффузии, сигнал свободной ядерной индукции в жесткой решетке и т.д. Сюда же можно отнести и некоторые случаи магнитной и диэлектрической релаксации, например, некоторые случаи молекулярной реориентации в жидкости [4] и др. Обычные способы расцепления не пригодны для задач этого типа, в связи с чем возникает задача отыскания более подходящих к этому случаю приближений.

2.На примере модельного электрон-фононного гамильтониана Мацубара [5] исследуется так называемое разновременное расцепление. Оно содержит более полную информацию, а в пределе сильной связи и высокой температуры приводит для фурье-образа искомой корреляционной функции к вполне точному результату. Основная идея разновременных расцеплений состоит в учете модуляции. В случае электронно-фононной системы модулирующим полем для электронной подсистемы является фононное поле. Кроме того, разновременные расцепления непосредственно вводят нелинейность. В отличие от обычного способа расцепления, где нелинейность появляется в уравнениях для чисел заполнения, а сами уравнения для корреляционных функций (или функций Грина) линейны, в данном случае нелинейными являются сами уравнения. Это обстоятельство имеет, например, для сигнала свободной ядерной индукции в твердых телах решающее значение [6] . Можно думать, что и для электронно-фононной системы это также существенно.

3.Метод разновременных расцеплений применен к гамильтониану Фрелиха. Сформулирован вариационный принцип для расчета корреляционных функций в тех случаях, когда преобладают эффекты динамической связи. Рассмотрен вопрос о вычислении кинетических коэффициентов переноса. Построен вариационный функционал для расчета электропроводности в том случае, когда неприменимы уравнения типа

кинетических.

Аналогичное рассмотрение проведено также для других кинетических коэффициентов.

I.Д.Н.Зубарев, УФН, 7I, 7I, I960.

2.Р.Кубо, Некоторые вопросы статистическо-механической теории необратимых процессов, сб. Термодинамика необратимых процессов, ИЛ, М., I962, стр. 345.

3.С.И.Кубарев, ДАН СССР, I64 №4, 58, I965.

4.W.B.Maniz, W.A.Steele, I.A.Dixer, J.Ch. Ph., 38, №I0, 24I8, I963.

5. T.Matsubara, Progr.Theor.Phys., 32, №I, I964.

6.С.И.Кубарев, ФТТ (в печати).

Институт химической физики АН СССР, Москва

97. СТОХАСТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Е.К.Кудинов, Ю.А.Фирсов

Формула Кубо для электропроводности σ преобразуется к новому виду, в котором σ выражена через коррелятор дипольных моментов. Для расшифровки этой формулы используется как узельное, так и $\vec{\kappa}$ -представления. В $\vec{\kappa}$ -

-представлении задача сведена к вычислению симметричной (по $\vec{\kappa}$) части функции распределения при наличии слабой пространственной дисперсии ($\varkappa \to 0$). Такая постановка наиболее удобна для непосредственного вычисления среднего квадрата смещения носителя тока и коэффициента диффузии. Для интерпретации процессов, происходящих в конфигурационном пространстве, задача сводится к нахождению функций типа условных вероятностей, являющихся решениями соответствующих интегро-дифференциальных уравнений, полученных по методу Константинова и Переля (КП) и описывающих стохастический процесс, который можно назвать броуновским движением (в широком смысле) объекта в фазовом пространстве. Если зона широка, а взаимодействие с решеткой слабо, то в $\vec{\kappa}$ -пространстве процесс описывается с помощью функции $P(\vec{\kappa}\vec{\kappa}'t)$ -условной вероятности того, что носитель тока в момент t обладает квазиимпульсом $\vec{\kappa}'$,если при $t=0$ его квазиимпульс равнялся $\vec{\kappa}$. При этом в конфигурационном пространстве имеет место случайное блуждание волнового пакета с размерами не меньшими, чем тепловая длина волны де-Бройля. В случае узких зон движение носителей описывается стохастическим уравнением типа Колмогорова-Феллера и интерпретируется как перескоки по узлам решетки. Данный случай иллюстрируется на примере теории подвижности полярона малого радиуса. В общих формулах для $P(\vec{\kappa}\vec{\kappa}'t)$, полученных в работе в пределе малой концентрации носителей, устранена харак-

терная для метода угловая часть и доказано, что усреднение надо производить с помощью $n(\vec{\kappa})$ -точной одночастичной функцией распределения по $\vec{\kappa}$.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

98. ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ОБЪЕМНОЦЕНТРИРОВАННОЙ ТЕТРАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКИ

Н.В.Кудрявцева, А.Н.Осипов

Параметрические выражения законов дисперсии в окрестностях типичных точек зоны Бриллюэна получены методом нагруженных копредставлений, позволяющим учесть операцию обращения времени. Законы дисперсии найдены в квадратичном приближении по компонентам волнового вектора с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия.
Для пространственных групп D_{2d}^{9} и D_{2d}^{10} , а также C_4^5 и C_4^6 , в силу особенностей нецелочисленных трансляций, сопровождающих точечные преобразования в этих группах, во всех точках зоны Бриллюэна могут реализоваться только копредставления с коэквивалентными нагрузками (ассоциированные друг другу). Поэтому законы дисперсии (в

любом приближении), а также некоторые другие характеристики энергетического спектра (например, правила отбора для прямых переходов) в этих группах полностью совпадают в любой точке зоны.

Поскольку учет спин-орбитального взаимодействия может быть сведен к введению некоторой дополнительной нагрузки, общей для всего кристаллического класса, учет спин-орбитального взаимодействия не дает возможности различить указанные группы.

Как и для кристаллов ромбоэдрической сингонии, законы дисперсии в большинстве точек зоны Бриллюэна или не меняются при переходе от одного кристаллического класса к другому, или же (для малосимметричных групп) усложняются путем включения дополнительных членов.

В тех точках зоны, где закон дисперсии имеет вид

$$\varepsilon(\vec{\kappa}) = \Phi(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) \pm \sqrt{F(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)}$$

где Φ и F -некоторые полиномы второго и четвертого порядка соответственно, при переходе к менее симметричным структурам меняется только функция F , вид функции Φ оказывается одним и тем же для всех пространственных групп, образующих рассматриваемую решетку.

Вид зоны Бриллюэна тетрагональной объемноцентрированной решетки зависит от величины c -отношения высоты элементарной призмы к стороне квадрата основания. Рассматривая значения параметра c , приводящие к различным вариантам

зоны Бриллюэна, как различные состояния деформации, можно высказать некоторые предположения об изменении структуры энергетического спектра при односторонней деформации решетки вдоль главной оси симметрии.

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете

99. ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ В КРИСТАЛЛАХ РОМБОЭДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Н.В.Кудрявцева, Л.В.Тихонова

Методами теории групп получены параметрические выражения законов дисперсии в квадратичном приближении по компонентам волнового вектора в окрестности симметричных точек зоны Бриллюэна для всех кристаллов ромбоэдрической сингонии.

Учтена операция обращения времени (методом нагруженных копредставлений). Расчет проведен в двух вариантах: с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия.

Проведенное исследование показывает, что вид законов дисперсии в окрестности некоторой определенной симметричной точки зоны Бриллюэна мало меняется при переходе

от высоко-симметричной структуры к менее симметричной структуре, группа симметрии которой является подгруппой группы симметрии первой структуры. В тех случаях, когда изменение имеет место, законы дисперсии для менее симметричной структуры, как правило, оказываются более сложной (менее симметричной) формы.

В ряде случаев учет спин-орбитального взаимодействия приводит к упрощению формы закона дисперсии, особенно для кристаллических классов содержащих операцию инверсии в группе направлений. Это упрощение иногда сопровождается потерей различия между законами дисперсии у кристаллов, относящихся к различным пространственным группам, имевшее место до учета спин-орбитального взаимодействия.

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете

I00. ВОЗМОЖНЫЕ ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Н.В.Кудрявцева, В.А.Чалдышев

Как было показано, матрицу коэффициентов секулярного уравнения, служащего для определения законов дисперсии

в окрестности некоторой симметричной точки зоны Бриллюэна кристалла, удобно находить в параметрическом виде с помощью известных соотношений симметрии. Использование нагруженных копредставлений группы симметрии волнового вектора позволяет учесть единым образом как пространственную симметрию кристалла, так и симметрию относительно обращения времени.

При этом ассоциированные копредставления приводят к одинаковым выражениям для закона дисперсии. Поэтому для вычисления законов дисперсии в окрестности симметричной точки зоны Бриллюэна достаточно знать: точечную группу симметрии волнового вектора, точечную операцию, осуществляющую инверсию времени и тип нагрузки (копредставления), реализующийся в этой точке. Последний определяется нецелочисленными трансляциями, сопровождающими точечные операции в пространственной группе кристалла.

Задача вычисления законов дисперсии в окрестности всех точек зоны Бриллюэна для всех 230 кристаллографических групп оказывается, таким образом, эквивалентной задаче определения законов дисперсии 32 точечных групп для всех вариантов неэквивалентных нагрузок и операции инверсии времени.

Для решения этой задачи проведена классификация нагрузок по типам, построены неприводимые неэквивалентные копредставления, соответствующие каждому типу нагрузки. Определены возможные операции, связанные с инверсией времени. Вы-

числены в квадратичном приближении все законы дисперсии, соответствующие каждой из 32 точечных групп.
Полученные законы дисперсии охватывают все случаи, которые могут реализоваться в какой-либо точке для всех кристаллов. Построены таблицы, позволяющие сопоставить каждой точке зоны Бриллюэна любой пространственной группы возможные варианты закона дисперсии. Такой метод построения законов дисперсии позволил выявить случаи совпадения структуры энергетического спектра во всей зоне Бриллюэна для ряда пространственных групп.

Сибирский Физико-технический институт при Томском госуниверситете

I0I. О МЕЖДУЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА С УЧЕТОМ ПОЛЯРОНОВ

Е.М.Кузнецова

I. Учитывая постановку поляронных задач, данную в работах [I,2] , а также метод явного выделения трансляционного движения электрона в поляронном состоянии [I] , рассмотрен с помощью квантовой функции Грина спектр электронного и дырочного поляронов в зависимости от парамет-

ров, характеризующих кристалл.

2. Учитывая соотношения, выведенные для коэффициента междузонного поглощения в [3] , вычислен коэффициент поглощения (излучения) в случае рождения (уничтожения) под действием света электронного и дырочного поляронов.

3. Рассмотрена зависимость коэффициента поглощения от энергии кванта света. Показано, что на краю поглощения эта зависимость немонотонна.

4. Вычислен коэффициент поглощения в случае рождения (уничтожения) под действием света свободного электрона и дырки в поляронном состоянии. Рассмотрена частотная зависимость коэффициента поглощения.

I. С.В. Тябликов, ЖЭТФ, 2I, 377, I95I.

2. С.В. Тябликов, ФТТ, 3, 3445, I96I.

3. В.Л. Бонч-Бруевич, Р.Розман, ФТТ, 5, 2890, I963.

Москва

I02. К ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Л.С. Кукушкин

Физико-технический институт низких температур АН УкрССР, Харьков

I03. К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДОВ РАЗМЕРНОСТИ И ПОДОБИЯ В ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

К.М. Кулькин, Л.Г. Нагорных, В.С. Черепанов

В последнее время методы размерности и подобия получили широкое применение в свмых различных областях науки и техники (гидро- и газодинамик, теория тепло- и массо--переноса, магнитогидродинамика и т.д.). Особенно полезно применение этих методов при исследовании сложных процессов, в частности, описываемых уравнениями, не поддающихся строгому аналитическому решению. При исследовании физических процессов в полупроводниках эти методы не получили должного применения. В данном сообщении приводятся примеры использования методов размерности и подобия при решении некоторых вопросов теории полупроводников. Получено приближенное соотношение между электронными составляющими теплопроводности беспримесного проводника при высокой и низкой температурах в области вырождения в виде

$$\varkappa_{T_1 \ll \theta_c} = const \left(\frac{\theta_c}{T} \right)^2 \varkappa_{T_2 \gg \theta_c} \simeq \frac{A}{T^2} ,$$

где $\varkappa$ -удельная теплопроводность, θ_c -температура Дебая, T -абсолютная температура.

Выведена в дебаевском приближении формула для решеточной составляющей теплопроводности полупроводниковых кристаллов при высоких температурах

$$\varkappa_G = const \frac{\kappa^2}{u \alpha^2 M a^2 T_2} ,$$

где u -скорость звука, α -коэффициент расширения, M -масса атома, a -постоянная решетки, κ -постоянная Больцмана.

Получена безразмерная форма математической модели электронных процессов в $p-n$ переходах полупроводников, основные уравнения которой при малом уровне инжекции для дырок имеют вид

$$\vec{K}_j = \vec{K}_E P - \bar{\nabla} P ,$$

$$\frac{\delta P}{\delta T_p} = - (P - 1) - C_p^{-2} \bar{\nabla} \vec{K}_j ,$$

$$\bar{\nabla} \vec{K}_E = C_l^2 [(P - 1) - C_0 (N - 1)] ,$$

где $P=\frac{p}{p_o}$, $N=\frac{n}{n_o}$, $T=\frac{t}{\tau_p}$ -относительные переменные;

$\vec{K}_j=\frac{d\vec{p}\,\ell_o}{q p_o D_p}$, $\vec{K}_E=\frac{E\ell_o q}{\kappa T}$ -критерии подобия плотностей дырочного тока, электрических и тепловых полей в полупроводниках;

$C_p=\frac{\ell_o}{L_p}$, $C_\ell=\frac{\ell_o}{L_D}$, $C_o=\frac{n_o}{p_o}$ - параметрические критерии подобия;

ℓ_o -параметр отнесения длины, $\bar{\nabla}=\nabla\ell_o$ -безразмерный оператор Гамильтона. Остальные обозначения общепринятые. Анализ общих условий подобия электронно-дырочных переходов в полупроводниках позволяет разработать теорию моделирования различных физических процессов в полупроводниках.

Удмуртский Пединститут, Ижевск

I04. МИКРОРАСЧЕТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА АЛМАЗА

Т.И.Кучер, К.Б.Толпыго

Развитым в предыдущих работах авторов методом рассчиты-

вается энергия взаимодействия двух точечных зарядов, помещенных в двух близко расположенных узлах решетки. Учитывается поляризация атомов кристалла полем избыточных зарядов, а также их смещение в этом поле.

Найдены компоненты внутреннего поля поляризованного кристалла и его энергия. Сравнение этой энергии с кулоновской позволяет определить численное значение E для малых расстояний $r_{12} \sim d$ между взаимодействующими зарядами и его радиальную и угловую зависимость $E(\vec{r}_{12})$. Результаты получены для Ge, Si, C с помощью электронно-вычислительной техники.

Институт полупроводников АН УкрССР, Киев

I05. ДИНАМИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ НАХОДЯЩИХСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ

В.А.Кучин

На основе теории поляризуемых ионов предложенной К.Б. Толпыго рассматривается динамика и термодинамика щелочно-галоидных кристаллов, находящихся под действием всестороннего давления.

Получено термическое и калорическое уравнение состояния кристалла $NaCl$.
Рассчитана зависимость фононного спектра от деформации.

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете

I06. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ ДЛИННОВОЛНОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ РЕШЕТКИ В ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.Г.Ланг*, У.С.Пашабекова**

Взаимодействие электронов (дырок) проводимости с зарядами ионов в полярном полупроводнике приводит к перенормировке частот плазменных и продольных оптических колебаний. Вычислен закон дисперсии и затухание перенормированных колебаний обоих типов. Рассмотрен случай невырожденного газа электронов (дырок). Длины волн ограничены соотношением $\vec{q}a \ll 1$, где $\vec{q}$ -волновой вектор, a -постоянная решетки. Результаты получены в виде формул и графиков для четырех случаев:

I. $\hbar\omega_p \ll \hbar\omega_l \ll \kappa T$;
2. $\hbar\omega_l \ll \hbar\omega_p \ll \kappa T$;
3. $\hbar\omega_p \ll \kappa T \ll \hbar\omega_l$;
4. $\omega_p = \omega_l$, $\hbar\omega_l \ll \kappa T$.

Здесь ω_p -частота плазменных колебаний, ω_ℓ -частота продольных оптических колебаний, T -температура, κ -постоянная Больцмана.

* Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

** Институт физики АН Аз. ССР, Баку

107. ОБ УРАВНЕНИИ ДВИЖЕНИЯ ФОНОНА: а) В ИСКАЖЕННОМ КРИСТАЛЛЕ, б) В ИОННОМ КРИСТАЛЛЕ

И.М.Лифшиц, А.М.Косевич

Физико-технический институт АН УкрССР, Харьков

108. ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ВБЛИЗИ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ (ДИСЛОКАЦИЙ И ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ)

И.Лифшиц*, А.Косевич*, В.Хохлов**

* Физико-технический институт АН УкрССР, Харьков

** Харьковский госуниверситет

109. К ТЕОРИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МНОГОФОТОННЫХ СПЕКТРОВ ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В.А.Лооритс

Рассматривается колебательная структура многофотонных электронно-колебательных переходов в примесном кристалле с хаотическим распределением центров. Электромагнитное поле описывается классически как возмущение. В качестве элементарных актов учитываются как вынужденные, так и спонтанные переходы. Расчет ведется в адиабатическом приближении Борна-Оппенгеймера с учетом ангармонизма колебаний и зависимости электронных матричных элементов от колебательных координат (отклонение от приближения Кондона). Методом упорядоченных операторов найдена вероятность двухфотонного перехода $m \to n$ в момент времени t. Для сравнения с экспериментальным спектром вычислена скорость такого перехода. Конечные формулы, описывающие влияние колебаний на спектры двухфотонных переходов приводятся для стационарных процессов. Результаты легко обобщаются на любые многофотонные процессы.

Отдельно рассматривается случай, когда частоты падающего на кристалл излучения не находятся в резонансе с частотами виртуальных электронных переходов. Полученные при этом формулы близки к соответствующим формулам однофо-

тонных переходов, а в приближении Кондона колебательная структура двухфотонного перехода (как функция суммарной частоты двух фотонов) в точности совпадает со структурой однофотонного перехода между теми же уровнями. Она определяется колебательными гамильтонианами начального и конечного электронных состояний. Электронные правила отбора, конечно, различны.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

II0. ПОГЛОЩЕНИЕ И ДИСПЕРСИЯ СВЕТА ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ СЛАБОЙ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ СВЯЗИ

А.Ф.Лубченко, С.И.Дудкин

Методом двухчастичных функций Грина исследовано поглощение и дисперсия света примесными центрами твердого тела, у которых расстояния между электронными уровнями порядка максимальной энергии элементарных возбуждений, описывающих колебания ядер системы. В работе предполагается, что концентрация примесных центров настолько мала, что взаимодействием между ними можно пренебречь и реализуется случай слабой электрон-фононной

связи. В этом приближении показано, что спектр поглощения и соответствующая ему кривая дисперсии состоят из фононной и бесфононной частей. Бесфононная часть спектра поглощения имеет форму Лоренцовой линии, полуширина которой γ при высоких температурах растет пропорционально температуре; соответствующая кривая дисперсии имеет форму аналогичную кривой дисперсии классического осциллятора с постоянной затухания - γ . Фононная часть спектра поглощения представляет собой сумму лоренцовых кривых, которые вследствии наложения могут дать бесструктурную полосу.

Интенсивность бесфононной линии и значение показателя преломления с ростом температуры уменьшается; интенсивность фононной части и соответствующего показателя преломления - растет, причем как ширина бесфононной линии, так и интенсивность фононной части спектра при одном и том же значении константы электрон-фононной связи зависит от энергетической структуры примесных центров. Ширина бесфононной линии, в линейном по концентрации приближении, зависит от концентрации линейно.

Институт физики АН УкрССР, Киев

III. К ТЕОРИИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

А.Н.Лузин

В гармоническом приближении решены две задачи динамики бесконечного кристалла, имеющего сложную решетку: I)Соударяются две полубесконечные части кристалла, получающиеся делением последнего произвольной кристаллической плоскостью. 2) На атомы произвольной кристаллической плоскости действуют равные внешние силы.

Решения имеют вид интегралов-суперпозиций гармонических плоских волн с волновыми векторами, перпендикулярными упомянутым плоскостям. С помощью усовершенствованного автором асимтотического метода стационарной фазы показано, что эти решения разбиваются на затухающие и незатухающие возмущения, распространяющиеся по решетке с постоянными скоростями.

Незатухающие возмущения являются макроскопическими частями решений и могут быть получены методами теории упругости анизотропной среды. Возмущения представляют из себя ступенчатые волны деформаций сдвига и сжатия, распространяющиеся с тремя различными скоростями. Характерной чертой этих деформаций является то, что кристаллические плоскости, параллельные вышеупомянутым плос-

костям, не деформируются - плоскости не изгибаются и расстояния между атомами в них не меняются. Это существенно отличает их от статических деформаций, где уменьшение расстояний между плоскостями сопровождается растяжением плоскостей (коэффициент Пуассона не равен нулю). Получены уравнения, связывающие величины, характеризующие деформации кристалла и сдвиги подрешеток друг относительно друга, причем попутно-осуществлено значительное упрощение метода длинных волн Борна.

Обсужден вопрос о связи полученных решений с картиной распространения волн деформаций в ограниченных кристаллах при аналогичных условиях.

Затухающие возмущения являются поправкой к макроскопической картине, даваемой теорией упругости; по степени затухания они разделяются на три группы:

1) Возмущения, связанные с точками перегиба дисперсионных кривых (вторая производная от частоты как функции волнового числа равна нулю), затухают со временем как $t^{-1/3}$.

2) Возмущения, связанные с остальными точками дисперсионных кривых, затухают как $t^{-1/2}$.

3) Возмущения, распространяющиеся со скоростями, большими максимальной групповой скорости спектра решетки, затухают сильнее всего.

Все это позволяет выявить влияние фононного спектра ре-

шетки на картину распространения механических возмущений в кристалле и наоборот, по этой картине восстановить спектр решетки или хотя бы выявить некоторые его особенности.

Обсужден вопрос о роли отдельных частот спектра решетки при распространении механических возмущений в кристалле, причем здесь обнаружены существенные различия в выводах автора и Висванатана.

I. K. Viswanathan, Proc. Ind. Acad. Sci., A37, 424, 435, I953; A4I, 98, I955.

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете

II2. К ТЕОРИИ ДЫРОЧНЫХ ЗОН В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ АЛМАЗА И СФАЛЕРИТА

В.Г.Ляпин, К.Б.Толпыго

В многочисленных работах (Слэтер и Костер, Холл, Леман, Стокер и др.) для построения одноэлектронной теории валентных зон в кристаллах типа алмаза и ZnS использовался либо метод сильной связи, либо метод эквивалент-

ных орбиталей (ЭО). При этом валентная зона описывалась связывающими, а зона проводимости - разрыхляющими ЭО и получались 4 зоны валентных электронов. В отличие от указанных работ, в [I-3] была построена многоэлектронная теория дырочных зон в алмазоподобных полупроводниках. Проведено сопоставление на многоэлектронной основе теории [I-3] с одноэлектронными; при этом одноэлектронный подход рассматривается только как приближение для определения индивидуальных волновых функций валентных электронов. Многоэлектронная теория учитывает возможность изменения состояния электрона, оставшегося на

б-связи, после образования дырки (по терминологии метода ЭО это означало бы, что в кристалле с дыркой одноэлектронная связь считалась бы произвольной линейной комбинацией связывающих и разрыхляющих ЭО).

Расширение базиса используемых функций приводит к получению 8-ми дырочных зон (вместо 4-х)и, соответственно, к нескольким возможным вариантам взаимного расположения ветвей $E(\vec{\kappa})$ дырки (5 для кристаллов типа алмаза, 3 для кристаллов типа ZnS). В этих вариантах крайним уровнем дырочной зоны, помимо Γ_1 (как в одноэлектронной теории), может быть Γ_{15} или $\Gamma_{2'}$; соответственно этому по-иному определяется ширина ΔE дырочной зоны.

На основании полученных соотношений между ΔE ,кон-

стантами циклотронного резонанса и периодом решетки высказано предположение, что по крайней мере начальная часть длинноволнового хвоста в спектрах рентгеновской эмиссии кремния и германия обусловлена переходами дырки с глубоких атомных уровней в "добавочные" дырочные зоны.

1. К.Б.Толпыго, А.М.Федорченко, ЖЭТФ, 3I, 845, I956.
2. Е.И.Каплунова, ФТТ, I, I77, I959.
3. В.Г.Ляпин, К.Б.Толпыго, ФТТ, 6, II58, I964.

Киевский госуниверситет

II3. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ С СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

М.Е.Маринчук

Методом временных температурных функций Грина построена теория поверхностного фотоэлектрического эффекта с сильно легированных полупроводников. Получено общее выражение для фототока через трехвременные запаздывающие функции Грина. Показано, что взаимодействие электронов между собой приводит к смещению красной границы

фотоэффекта в сторону более высоких частот по сравнению с красной границей в модели свободных электронов. Исследована также роль взаимодействия электронов с примесями, расположенными в объеме образца.

Изучено распределение вырванных электронов по энергиям. Показано, что имеется корреляция между плотностью состояний и функцией распределения фотоэлектронов по энергиям, так что экспериментальное исследование последней даст некоторые сведения об энергетическом спектре сильно легированного полупроводника.

Институт математики с ВЦ АН МССР

II4. ВОПРОСЫ КИНЕТИКИ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

(Объединенный доклад)

В.С.Машкевич*, Г.Ю.Буряковский*, З.И.Урицкий**

I. Экситонные переходы (В.С.Машкевич)

1. При рассмотрении индуцированного излучения в полупроводниках экситонные переходы следует учитывать как: (а)источник потерь; (б)возможный канал генерации;

(в) возможный канал подкачки.

2. Экситоны являются источником потерь по двум причинам. Во-первых, имеет место поглощение света экситонами (аналог поглощения света свободными носителями). Во-вторых, если в генерации индуцированного излучения участвуют свободные носители, то связывание последних в экситоны является каналом потерь. Этот канал может быть очень существенным. Он приводит, в частности, к тому, что при равновесии свободных носителей с экситонами отрицательное поглощение на прямых зона-зонных переходах оказывается невозможным.

3. Если концентрация экситонов $n \ll a^{-3}$, где a - радиус экситона, то экситоны можно считать бозонами. При этом отрицательное поглощение возможно лишь на непрямых экситонных переходах. Развита теория генерации индуцированного излучения на таких переходах, при которых рождение фотона сопровождается уничтожением экситона и рождением одного фонона. Рассмотрены случаи, когда минимум экситонной зоны находится в точке $\vec{\kappa} = 0$ ("вертикальные" переходы) и когда минимум находится в точке $\vec{\kappa} \neq 0$ ("невертикальные" переходы). Основные результаты таковы. Учет поглощения света экситонами приводит к тому, что в некоторой области значений параметров кристалла и резонатора существует несколько стационарных режимов генерации.

Частота генерации

$$\hbar\omega = \varepsilon_g - \Delta - \hbar\omega_\phi + u\kappa T$$

Здесь ε_g - ширина запрещенной зоны; $\Delta > 0$ - энергия связи экситона; ω_ϕ - частота фотона; величина u выражается через параметры кристалла и резонатора, причем $0 < u < \gamma$,где $\gamma = 3/2$ в случае вертикальных и $\gamma = 1/2$ в случае невертикальных переходов.

Найдено пороговое значение подкачки P.

Численный расчет проведен для CdS (вертикальные переходы) и Ge (невертикальные переходы). Результаты, полученные для фонона с энергией 0,038 эв в CdS хорошо согласуются с экспериментальными данными по генерации лазерного излучения в этих кристаллах при возбуждении быстрыми электронами и при двухфотонном возбуждении. Это дает основание утверждать, что генерация в CdS происходит на непрямых экситонных переходах с участием фонона 0,038 эв.

Результаты для Ge подтверждают вывод о невозможности отрицательного поглощения на экситонном переходе при больцмановском распределении экситонов. Однако показано, что при наличии вырождения (причем сравнительно слабого: число экситонов в состоянии с минимальной энергией не превышает нескольких единиц) отрицательное поглощение и генерация возможны. При $T = 4{,}2^0K$ $P \cong 10^{20}$ экс./сек.

Таким образом, генерация индуцированного излуче-

ния на экситонных переходах в Ge представляется принципиально возможной.

4. Рассмотрены отклонения свойств экситонов от свойств бозонов. С точностью до членов $\sim na^3$ включительно получены выражения для вероятностей фотопереходов. Обсуждается вопрос о генерации индуцированного излучения на прямых экситонных переходах в случае большой концентрации экситонов.

II. Квантующее магнитное поле (В.С.Машкевич, З.И.Урицкий)

Влияние магнитного поля на генерацию лазерного излучения в полупроводниках экспериментально исследовалось в ряде работ. Магнитное поле приводит к сдвигу спектра излучения и к изменению пороговой подкачки P. Для теории наибольший интерес представляет случай, когда в генерации участвуют свободные носители, а магнитное поле является квантующим. При этом энергетический спектр претерпевает радикальные изменения и можно ожидать наибольших эффектов.

Для получения основных результатов и физической картины достаточно рассмотреть два случая - прямых и непрямых зона-зонных переходов. Первый случай соответствует вырожденному, второй - невырожденному распределению носителей.

Для частоты генерации в обоих случаях получается очевидный результат - линейный диамагнитный сдвиг (если

пренебречь некоторыми, обычно малыми, членами).

Наибольший интерес представляет зависимость P от напряженности магнитного поля H. Основные результаты здесь таковы.

а. Прямые переходы (вырожденное распределение носителей). В случае хорошего вылеления генерирующей моды по потерям магнитное поле приводит к существенному повышению P – по сравнению со случаем $H=0$. В случае плохого выделения генерирующей моды по потерям магнитное поле (если оно не слишком велико) может привести к снижению P. При не слишком сильных полях P растет с H линейно (впрочем, этот случай может не реализоваться), а при достаточно сильных – логарифмически. Таким образом, $P(H)$ является либо монотонно растущей, либо вначале убывающей, а затем растущей функцией. Последний вариант реализуется также в случае, когда в отсутствие магнитного поля генерация невозможна из-за поглощения света свободными носителями.

б. Непрямые переходы (невырожденное распределение носителей).

Магнитное поле снижает P больше, чем в $e^2/2 \cong 3{,}7$ раза, причем эффект снижения стремится к насыщению при $H \to \infty$.

в. Нетрудно установить физический смысл полученных результатов, если учесть, что изменения, вносимые квантующим

магнитным полем в вероятности переходов, сводятся к двум факторам. Во-первых, вследствие изменения плотности зонных состояний существенно меняется частотная зависимость вероятностей переходов. Во-вторых, вероятности переходов $\sim H$ в случае прямых и $\sim H^2$ в случае непрямых переходов. г. Согласно экспериментальным данным, в $InSb$ и $InAs$ P уменьшается с ростом H более, чем в 4 раза, причем эффект стремится к насыщению. Это хорошо согласуется с результатами для невырожденного случая.

III. Непрямые переходы с участием носителей тока (В.С.Машкевич).

Исследована генерация лазерного излучения на непрямых зона-зонных переходах с участием свободных носителей (механизм Рывкина) в беспримесном полупроводнике. Развита последовательная теория, основанная на методе кинетических уравнений. Найдены частота генерации, квазиуровни Ферми электронов и дырок, пороговая подкачка. Детально рассмотрены противоположные предельные случаи малой и большой роли поглощения свободными носителями и кулоновского экранирования. Показано, что, в отличие от случая прямых переходов, учет поглощения свободными носителями не приводит к появлению дополнительных режимов генерации.

В отсутствие генерации на каких-либо иных переходах достаточным условием возможности генерации на рассмат-

риваемых переходах является

$$\frac{\alpha^2 n^4 \cdot 10^{-27}}{(m/m_0) f^2 (v/V)} \ll T \ll \frac{f(v/V)\cdot 10^{-13}}{(m/m_0) n (s_n + s_p)}.$$

Здесь α (сек$^{-1}$) - резонаторная часть потерь генерирующей моды; n - показатель преломления; m - эффективная масса электрона (дырки), m_0 - масса электрона; f - сила осциллятора прямого перехода; v - объем кристалла, V - резонатора; $T(^0K)$ - температура; $s_{n,p}$ (см^2) - сечения захвата фотона электроном и дыркой. При $s_n + s_p = 10^{-17}$, $\alpha = 10^{11}$, $n = 2$, $f = 0{,}1$, $v/V = 1$, $m/m_0 = 1$ получается

$$1{,}6 \cdot 10^{-2} \ll T \ll 0{,}5 \cdot 10^3.$$

Таким образом, основным препятствием возникновения генерации на рассматриваемых переходах могут служить лишь другие каналы генерации (например, экситонный). Это препятствие является существенным, если для генерации на каком-либо ином переходе требуется меньшая концентрация носителей, чем для генерации на рассматриваемом переходе.

Частота генерации

$$\hbar\omega = \varepsilon_g - u\kappa T, \quad u \gg 1.$$

Обычно u равно нескольким единицам. Явные выражения для u получены в упоминавшихся выше предельных случаях.

Пороговая подкачка

$$P = \frac{8\pi V \varepsilon_g^2 \kappa T \alpha^*}{(2\pi\hbar c/n)^3}$$

$$\begin{cases} \dfrac{9\xi^{1/3}}{2^{2/3}}\left[\dfrac{u}{u-(2/3)\ln\xi}\right]^{\kappa}; \ \xi \gg \dfrac{3\sqrt{3}}{2} \\ u - (2/3)\ln 2\xi \gg 1 \\ \\ 3\sqrt{3}\,; \ \xi - 1 \gtrsim 1\,, \ \xi < \dfrac{3\sqrt{3}}{2} \\ \\ \dfrac{\pi\sqrt{6}}{\sqrt{\xi-1}}\,; \quad \xi - 1 \ll 1 \end{cases}$$

Здесь α^* - полные потери генерирующей моды; ξ - отношение эффективных потерь негенерирующей моды $\tilde{\alpha}^*$ к α^*; к=7/3 при слабом и к=I при сильном экранировании. Существенно, что в широкой области значений ξ P зависит от $\tilde{\alpha}^*$. В этом проявляется то, что при вычислении P в нашей теории автоматически учитываются индуцированные фотопереходы (индуцированное излучение и реабсорбция) на негенерирующих модах. Обычно же при вычислении P ограничиваются учетом лишь спонтанного излучения (спонтанное приближение, или приближение Шолоу-Таунса). На примере рассмотренных переходов видно, что спонтанное приближение, вообще говоря, недостаточно.

IV. О нарушении равновесия в зоне (В.С.Машкевич)

В случае стационарной генерации лазерного излучения известны два механизма многомодности генерации: пространственная и спектральная неоднородности. Пространственная неоднородность возникает в случае, когда моды як-

ляются стоячими волнами. В полупроводнике этот эффект уменьшается за счет движения свободных носителей или экситонов, участвующих в генерации. Спектральная неоднородность возникает в случае нарушения статистического равновесия между возбужденными состояниями. В полупроводнике такое нарушение существенно, если в генерации (т.е. в питании генерирующих мод) участвует небольшая часть свободных носителей или экситонов. Именно так обстоит дело в случае генерации на прямых зона-зонных переходах и на экситонных переходах.

Можно считать, что при подкачках, не превышающих пороговую, в зоне имеется статистическое равновесие. При сверхпороговых подкачках указанное равновесие нарушается. Нарушение проявляется в следующем. Заселенности остаются практически неизменными в энергетическом интервале, равном ширине уровня и по положению соответствующем энергии кванта первой генерирующей моды. Заселенности же остальных частей зоны растут с подкачкой. Этот рост продолжается до тех пор, пока не начнется генерация на второй генерирующей моде. При этом рост заселенностей приостанавливается в большем энергетическом интервале. Затем начинается генерация на третьей моде и т.д. Такова физическая картина роста числа генерирующих мод с ростом подкачки за счет нарушения статистического равновесия в зоне. Количественные результаты зависят от значений

следующих параметров: шаг дискретности частоты мод, ширина энергетического уровня в зоне, время релаксации по температуре для тех состояний зоны, статистическое равновесие между которыми не нарушается.

V. Зона-зонные переходы в примесном полупроводнике (Г.Ю. Буряковский)

Методом кинетических уравнений рассмотрено стационарное лазерное излучение на прямых зона-зонных переходах в полупроводнике при произвольном легировании с учетом поглощения света свободными носителями.

Получены зависимости частоты генерации и квазиуровней Ферми для электронов и дырок от степени легирования при различных значениях эффективных масс носителей.

Показано, что с увеличением степени легирования концентрация основных носителей, соответствующая режиму генерации, монотонно возрастает, концентрация же неосновных носителей сначала убывает, а начиная с некоторого значения концентрации примеси растет. Последнее обстоятельство связано с внутризонным поглощением.

Найдено значение концентрации примеси, выше которого лазерный режим невозможен.

Определена зависимость пороговой подкачки от степени легирования и других параметров системы.

VI. О роли поглощения света свободными носителями (Г.Ю.Буряковский, В.С.Машкевич)

В случае излучения на прямых зона-зонных переходах учет поглощения света свободными носителями приводит к следующему. При достаточно сильной подкачке существуют три стационарных режима. Из них два лазерных, третий - нелазерный. Один из лазерных режимов и нелазерный режим устойчивы, второй лазерный режим неустойчив. Устойчивый лазерный режим соответствует наименьшей концентрации носителей; если не учитывать поглощения света носителями, то существует лишь он. При таком изменении параметров системы (например, T), когда возрастает роль поглощения носителями, концентрации носителей, соответствующие лазерным режимам, сближаются, так что при некотором значении параметров лазерные режимы исчезают и остается лишь нелазерный режим.

Для беспримесного и легированного полупроводников проведено детальное рассмотрение условий, при которых происходит исчезновение лазерных режимов. Указанному исчезновению способствуют малые значения эффективных масс носителей и высокие T.

При непрерывном изменении параметров системы в момент исчезновения лазерного режима концентрация носителей возрастает скачком. Этот эффект может быть использован для экспериментальной проверки теории.

Представляется интересной экспериментальная реализация двух различных режимов (лазерного и нелазерного) при

одних и тех же значениях параметров системы и подкачки ϕ. Путь такой реализации состоит в следующем. Рассмотрим два набора значений параметров системы: I и 2, причем в случае I лазерные режимы возможны, в случае 2 - нет. Опыт должен состоять из двух частей. Первая часть опыта: придадим параметрам значения I и будем увеличивать подкачку от нуля до значения ϕ' такого, при котором возможны все три режима. При этом система окажется в устойчивом лазерном режиме. Вторая часть опыта: придадим параметрам значения 2, а подкачке - значение ϕ'. Система будет в нелазерном режиме. Далее, будем изменять параметры от значений 2 до значений I. При этом система окажется в нелазерном режиме. Таким образом, то, в каком режиме (лазерном или нелазерном) окажется система при заданных значениях параметров (I) и подкачки (ϕ'), зависит от пути, которым достигаются эти значения.
В качестве переменных параметров могут быть использованы, например, температура, потери резонатора, магнитное поле.

* Институт физики АН УкрССР, Киев

**Уральский госуниверситет, Свердловск

I5. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.А.Мирцхулава

Тбилисский НИИ физики полупроводников

I6. ЭФФЕКТЫ УСИЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И УВЕЛИЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ СВЕТОМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ДИЭЛЕКТРИКАХ

С.А.Москаленко, А.В.Леляков, Н.И.Ботошан

Если в полупроводнике или диэлектрике создать большие концентрации экситонов, обладающих собственным дипольным моментом, то их бозе-эйнштейновская конденсация в присутствии внешнего электрического поля приведет к возникновению сегнетоэлектричества экситонов. В этом случае поле спонтанной поляризации экситонов и вклад в диэлектрическую постоянную кристалла со стороны экситонного газа могут превышать значения внешнего электрического поля и диэлектрической постоянной среды в отсутствии освещения.

Энергию невзаимодействующих экситонов во внешнем пос-

тоянном электрическом поле для простоты примем в виде

$$N\Delta - N\alpha E + \sum_{\vec{\kappa}t} (T_{\vec{\kappa}} + t\alpha E) n_{\vec{\kappa}t} ,$$

где N – общее число экситонов, Δ – энергия образования экситона с $\vec{\kappa} = 0$, $t = 0$, α – дипольный момент, t принимает значения 0,2, либо 0,1,2. Эквидистантность расщепившихся компонент необязательна для данного расчета; $n_{\vec{\kappa}t}$ – есть числа заполнения состояния с квазиимпульсом $\vec{\kappa}$, соответствующего определенному подуровню t, расщепившегося во внешнем электрическом поле. Мы будем считать число экситонов заданным при постоянной подсветке либо при измерениях, производимых за время меньшее, чем время жизни экситонов. При температуре ниже критической T_c возникает конденсированная фаза экситонов. В этом случае необходимо учесть взаимодействие экситонов в нулевом приближении. В газообразной фазе в области $T \geq T_c$ для $t = 0, 2$ и квадратичного закона дисперсии экситонов найдем электрическую восприимчивость $\varkappa_g$ при поле $E = 0$

$$4\pi \varkappa_g = \frac{16\pi^2 \alpha^2 \rho}{6 \cdot (2{,}612)^2 \kappa T_c} + \frac{C_t}{T - T_c} , \qquad (2)$$

где константа Кюри в законе Кюри=Вейсса равна

$$C_t = 16\pi^2 \alpha^2 \rho / 3 \cdot (2{,}612)^2 \kappa , \qquad (3)$$

В конденсированной фазе при $T < T_c$ имеется спонтанная поляризация при $E = 0$, равная

$$P_s = \rho \alpha \chi , \qquad (4)$$

где χ - параметр макрозаполнения одночастичного состояния $\vec{\kappa} = 0, \; t = 0$.

Оценим теперь поле, созданное спонтанной поляризацией, и вклад в диэлектрическую постоянную кристалла, обусловленный экситонами. При $\rho = 10^{16} см^{-3}$; $\chi = 0,1$, $\alpha = 10^{-17} CGSE$, электрическое поле спонтанной поляризации

$$E_s = 4\pi P_s = 38 \; V/см . \qquad (5)$$

Поле спонтанной поляризации E_s может превысить величину исходного электрического поля, снимающего вырождение экситонных уровней, так как последнее может быть выбрано малым. Следуя (2), восприимчивость $\varkappa_g$ гиперболически растет при приближении T к T_c со стороны высоких температур. При тех же значениях параметров ρ и α и $T - T_c = 0,1^\circ K$, найдем $4\pi \varkappa_g = 0,56$. При концентрации $\rho = 10^{16} см^{-3}$ и трансляционной массе экситона $m_э = m_0$ критическая температура $T_c = 1,1^\circ K$.

Таким образом, сегнетоэлектричество экситонов может привести к заметному изменению диэлектрических свойств полупроводников и диэлектриков, несмотря на то, что их поля в кристалле не превышает одного экситона на миллион невозбужденных атомов. Аналогичным методом, простой заменой электрического поля E на магнитное поле H и электрического дипольного момента на магнитный момент

экситона μ , был рассмотрен и вопрос о ферромагнетизме экситонов.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

117. О ПОГЛОЩЕНИИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИТОНАМИ БЛАГОДАРЯ ПРОЦЕССАМ ФОТОИОНИЗАЦИИ И РАССЕЯНИЯ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

С.А.Москаленко, П.И.Хаджи

В работе рассчитаны коэффициенты поглощения инфракрасного излучения экситонами благодаря процессам: I)фотоионизации и 2)рассеяния внутри экситонной зоны на оптических фононах. Расчет выполнен для модели атомного кристалла типа твердый гелий с заполненными состояниями $1s$ -оболочки и незаполненной $2s$ -оболочкой. Электронно-дырочные зоны являются простейшими с квадратичными законами дисперсии; относительное движение в экситоне большого радиуса $1s$ -типа. Экситон рассматривается с многоэлектронной точки зрения и его взаимодействие с электромагнитным полем выводится из гамильтониана взаимодействия собственных электронов кристалла с излучением. Волновые функции свя-

занного (экситонного) и несвязанного состояний электронно-дырочной пары с учетом кулоновского взаимодействия нормированы к единице. Функция относительного движения диссоциированного экситона имеет хорошо известный вид из теории атома водорода:

$$\Psi_{\vec{\varkappa}}(\vec{r}) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{\sqrt{N}\cdot 4\pi\varkappa} \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell}(2\ell+1)\, e^{i\delta_{\ell}(\varkappa)} R_{\varkappa\ell}(r) P\left(\frac{\vec{\varkappa}\vec{r}}{\varkappa r}\right), \quad (1)$$

где $\vec{\varkappa}$ – волновой вектор относительного движения электрона и дырки, N – число атомов в кристалле. Коэффициент поглощения практически не зависит от температуры и может быть представлен в виде:

$$\gamma(q) = \frac{2^{21}\pi^{4} e^{2}}{3 m_0^{2} \varepsilon_q^{1/2} c^{2} q} \cdot \frac{N_2}{V} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{4 \operatorname{arctg} \varkappa_q a_э}{\varkappa_q a_э}\right)}{(1+\varkappa_q^{2} a_э^{2})^{3}\left(1-e^{-\frac{2\pi}{\varkappa_q a_э}}\right)} \left(\frac{1}{\delta_1^{3} v_0} - \frac{1}{\delta_2^{3} v_0}\right), \quad (2)$$

$$\hbar c q \geq I_{1s}\,, \quad \hbar \varkappa_q = \sqrt{2\mu(\hbar c q - I_{1s})}\,, \quad a_э = \frac{\hbar^{2}\varepsilon_1}{\mu e^{2}}\,.$$

Здесь cq – частота поглощаемого излучения, m_0 – масса свободного электрона, $\frac{N_2}{V}$ – концентрация экситонов, μ – приведенная масса экситона, I_{1s} – его потенциал ионизации из состояния $1s$, v_0 – объем элементарной ячейки, δ_1 и δ_2 – параметры атомных функций, ε_q – диэлектрическая постоянная на частоте поглощения. Поглощение имеет порог при $\hbar cq = I_{1s}$. Численные расчеты $\gamma(q)$ по формуле (2) и построение графиков были выполнены для ряда полупроводников, у которых были обнаружены прямые экситонные переходы: Cu_2O, Ge, $GaSb$, InP. Пороговые значения $\gamma(q)$ являются наблюдаемыми на эксперименте даже при

концентрациях экситонов $\sim 10^{12} - 10^{13}$ см$^{-3}$. Это даёт основание ожидать, что фотоионизация экситонов может служить эффективным средством изучения экситонов. Структура полученных кривых поглощения такова, что чем меньше потенциал ионизации экситонов I_{1s}, тем быстрее падает поглощение с ростом частоты поглощаемого излучения.

Расчёт поглощения инфракрасного излучения благодаря рассеянию внутри экситонной зоны на оптических фононах привел к следующему коэффициенту поглощения при максвелловском распределении экситонов в зоне:

$$\gamma(q) = \frac{N_э}{V}\left(\frac{1}{\delta_1^3 v_0} - \frac{1}{\delta_2^3 v_0}\right)^2\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)\cdot \frac{\pi^{7/2} e^4 \omega_0 a_э^4 (m_e^2 - m_h^2)^2}{6\sqrt{2}\, q^3 c^4 \hbar^3 v_0 m_0^2 \sqrt{\varepsilon_0 m_э \kappa_0 T}} \cdot$$

$$\cdot \frac{sh\left(\frac{\hbar c q}{2\kappa_0 T}\right)}{\left(1 + \frac{4\kappa_0 T \mu^2 a_э^2}{m_э \hbar^2}\right)^{3/2} sh\,\frac{\hbar\omega_0}{2\kappa_0 T}} \left\{ |cq - \omega_0|^3 K_{-3}\left(\frac{|\hbar c q - \hbar\omega_0|}{2\kappa_0 T} \cdot \right.\right.$$

$$\left.\left. \sqrt{1 + \frac{4\kappa_0 T \mu^2 a_э^2}{m_э \hbar^2}}\right) + (cq + \omega_0)^3 K_{-3}\left(\frac{\hbar c q + \hbar\omega_0}{2\kappa_0 T}\sqrt{1 + \frac{4\kappa_0 T \mu^2 a_э^2}{m_э \hbar^2}}\right)\right\}, \quad (3)$$

где n_0 и ε_0 -соответственно показатель преломления и диэлектрическая постоянная среды, m_e и m_h – эффективные массы электрона и дырки, $\hbar\omega_0$ – предельная частота оптических фононов, $m_э$ – трансляционная масса экситона, $K_{-3}(x)$ – функция Макдональда третьего порядка. Соответствующие выражения получены и для случая T=0. Согласно (3) поглощение быстро падает с ростом частоты излучения и кривая поглощения в некотором интервале частот имеет два экстремума: минимум и максимум. Возрастание поглоще-

ния в этом интервале частот связано с эффектом порогового рождения оптических фононов. При малых частотах инфракрасного излучения поглощение убывает как q^{-3}, а при больших - как $q^{-1/2}$. Для случая T = 0 частотная характеристика поглощения при больших cq совпадает с частотной характеристикой поглощения для максвелловского распределения.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

II8. О ФОРМЕ ЭКСИТОННЫХ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ. УЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С.А.Москаленко, М.И.Шмиглюк

Изучена зависимость показателя преломления и формы экситонных полос поглощения в поперечном наблюдении от магнитного поля H, перпендикулярного волновому вектору $\vec{\kappa}$ и поляризации света $\vec{e}$. При решении обеих задач учитывалось перемешивание магнитным полем продольного и поперечного состояний дипольно активного экситона и различие в энергиях этих состояний из-за кулоновского дальнодействия. Обозначим через b_{xk}, b_{zk} и $B_k =$

$=\hbar\Omega_{1\kappa}$, $A=\hbar\Omega_{\parallel\kappa}$ операторы уничтожения экситонов в поперечном и продольном состояниях и соответствующие им энергии в отсутствие магнитного поля, а через $b_{1\kappa}$, $b_{2\kappa}$ и $\varepsilon_{1\kappa}=\hbar\omega_{1\kappa}$, $\varepsilon_{2\kappa}=\hbar\omega_{2\kappa}$ новые операторы смешанных состояний и их энергии в магнитном поле. Тогда можно показать, что

$$\begin{vmatrix} b_{1\kappa} \\ b_{2\kappa} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} C_{x\kappa} & C_{z\kappa} \\ C_{z\kappa} & C_{x\kappa} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} b_{x\kappa} \\ b_{z\kappa} \end{vmatrix}, \qquad (1)$$

где $C_{x\kappa}=(A_\kappa-\varepsilon_{1\kappa})/[(A_\kappa-\varepsilon_{1\kappa})^2+\mu_э^2H^2]^{1/2}$, $C_{z\kappa}=$

$=i\mu_э H/[(B_\kappa-\varepsilon_{2\kappa})^2+\mu_э^2H^2]^{1/2}$, $\varepsilon_{1\kappa}=\dfrac{A_\kappa+B_\kappa}{2}-$

$-\dfrac{1}{2}[(A_\kappa-B_\kappa)^2+4\mu_э^2H^2]^{1/2}$; $\varepsilon_{2\kappa}=\dfrac{A_\kappa+B_\kappa}{2}+\dfrac{1}{2}[(A_\kappa-B_\kappa)^2+4\mu_э^2H^2]^{1/2}$.

$\mu_э$ -эффективный магнетон Бора для экситона. При $\mu_э H\leq(A_\kappa-B_\kappa)$ коротковолновая σ - компонента менее интенсивна, чем длинноволновая. Этот факт отражается и на дисперсионной кривой, полученной при учете запаздывания, но без учета затухания. Если пренебречь пространственной дисперсией, найдем

$$n^2(\omega)=1+\frac{f\omega_0^2[\Omega_\perp^2(\Omega_\parallel^2-\omega^2)-\omega_H\Omega_\parallel\Omega_\perp]}{\omega^2(\omega_2^2-\omega_1^2)}\left[\frac{1}{\omega_1^2-\omega^2}-\frac{1}{\omega_2^2-\omega^2}\right], \qquad (2)$$

где f - сила осциллятора экситонного перехода, ω_0 -плазменная частота, $\omega_H=\mu_э H/\hbar$. Размах дисперсионной кривой различен в окрестности ω_1 и ω_2. Функция формы $f_\kappa(\omega)$ экситонных полос поглощения, согласно [1,2], представляет собой фурье-образ временной корреляционной функции, которую мы рассчитали, учитывая взаимодействие экситонов с фононами, но без учета запаздывания. Для

δ – компонент поглощения, используя метод функций Грина [3] с учетом (I), найдем

$$f_\kappa(\omega) = \sum_{i=1}^{2} \sum_{x_j} |C_{x_j \kappa}|^2 \gamma_{i\kappa}(\omega) / \pi \left\{ [\hbar\omega - \varepsilon_{i\kappa} - M_{i\kappa}(\omega)]^2 + \gamma_{i\kappa}^2(\omega) \right\}, \quad (3)$$

где $x_j = x, z$ при $i = 1,2$ соответственно;

$$M_{i\kappa}(\omega) = P \sum_f \beta^2(f) \left\{ \frac{1 + n_{i\kappa-f} + m_f}{\hbar\omega - \varepsilon_{i\kappa-f} - \hbar\omega_f} - \frac{m_f - n_{i\kappa-f}}{\hbar\omega - \varepsilon_{i\kappa-f} + \hbar\omega_f} \right\},$$

$$\gamma_{i\kappa} = \pi \sum_f \beta^2(f) \left\{ (1 + n_{i\kappa-f} + m_f) \cdot \delta(\hbar\omega - \varepsilon_{i\kappa-f} - \hbar\omega_f) + (m_f - n_{i\kappa-f}) \cdot \delta(\hbar\omega - \varepsilon_{i\kappa-f} + \hbar\omega_f) \right\},$$

причем n_κ и m_f являются средними числами заполнения экситонов и фононов соответственно, $\hbar\omega_f$ –энергия фонона, $\beta(f)$ –фурье-образ энергии взаимодействия экситонов с фононами. Нами выполнен расчет вещественных $M_{i\kappa}(\omega)$ и мнимых $\gamma_{i\kappa}(\omega)$ частей массовых операторов как для случая взаимодействия с оптическими, так и с акустическими фононами и построены соответствующие кривые поглощения. При положительной трансляционной массе экситона, $H = 0$, температуре 4^0К и параметрах кристалла Cu_2O при учете оптических фононов экситонная полоса состоит из очень узкой и острой линии с пологими, но слабыми крыльями. Длинноволновое крыло обрывается на частоте, отличающейся от резонансной на величину, меньшую чем предельная энергия оптического фонона. Коротковолновое крыло при росте частоты переходит в небольшой максимум, что соответствует процессу отдачи фононов решетке. Аналогичная картина наблюдается у линии 6I25 Å в закиси меди.

I. П.Н.Дзюб, ФТТ, 5, I577, I963.
2. А.Абрагам, Ядерный магнетизм, ИИЛ, Москва, I963.
3. Д.Н.Зубарев, УФН, 7I, 7I, I960.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

ЭКРАНИРОВАНИЕ ПРИ СПИНОВОМ МЕХАНИЗМЕ ПРОВОДИМОСТИ

Э.Л.Нагаев

В предыдущих работах автора [I] было показано, что полярная модель металла может быть полезна для анализа явлений переноса в соединениях переходных металлов (оксидах, сульфидах и т.д.). Настоящая работа посвящена вопросу об экранировании внешнего электрического поля в полярной модели металла. Вычислена статическая диэлектрическая проницаемость с учетом пространственной дисперсии. В основе расчета лежит формула Кубо, "спроецированная" в подпространство квазигомеополярных функций. Радиус экранирования зависит от интеграла перекрытия между соседними атомами и стремится к бесконечности при стремлении этой величины к нулю.

I. Э.Л.Нагаев, ФТТ, 7, 2969, 3033, I965.

ВНИИ источников тока, Москва

[20. О СТРУКТУРЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН ПОЛУПРОВОДНИКА *PbSe*

П.Н.Никифоров

Методом ячеек вычислен потенциал Хартри и ряд энергетических уровней электронного спектра кристалла *PbSe* в высокосимметрических точках зоны Бриллюэна (без учета спин-орбитального взаимодействия). Верхними валентными уровнями в центре зоны Бриллюэна являются трехкратно вырожденный уровень Γ_{15} и невырожденный уровень Γ_1. Нижние уровни зоны проводимости имеют симметрию Γ_1, Γ_{15} и Γ_{25}'. Расстояние между уровнями валентных зон и зон проводимости в точке $\vec{\kappa} = 0$ оказалось равным

$$E(\Gamma_{15})_{проб} - E(\Gamma_1)_{вал} \cong 9\,eV,$$

$$E(\Gamma_1)_{проб} - E(\Gamma_{15})_{вал} \cong 8\,eV,$$

что, по-видимому, соответствует переходам E_4 и E_5 в отражательных спектрах [1]

На границе зоны Бриллюэна в точке $\frac{\pi}{a}\cdot(1, 0, 0,)$ уро-

вень зоны проводимости довольно близко подходит к валентным зонам, находясь на расстоянии $\approx 0{,}8\,eV$ от уровня Γ_{15}. Детальная структура зон уточняется.

I.M.Cordona et al., Phys. Rev., 133, A 1685, 1964.
ГОИ, Ленинград

121. К КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ТЕРМОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОВОДНИКАХ С АНИЗОТРОПНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ

В.И.Окулов

Анизотропия закона дисперсии носителей тока приводит к тому, что в сильном магнитном поле, ориентированном произвольным образом относительно осей симметрии кристалла, при наличии градиентов температуры и химпотенциала возникают безстолкновительные (недиссипативные) потоки заряда и энергии вдоль направления магнитного поля. В данном сообщении получены общие формулы для этих продольных потоков в квантующем магнитном поле. Эти формулы позволяют вычислить как ток проводимости, так и поток тепла, зная лишь гамильтониан носителей. Предполагается, конечно, что орбиты носителей явля-

ются замкнутыми. Найденные таким путем поток тепла и ток проводимости удовлетворяют как соотношению Эйнштейна, так и принципу симметрии Онсагера. Как известно, формулы для тока проводимости и потока тепла необходимы для построения теории термогальваномагнитных явлений.

Институт физики металлов АН СССР, Свердловск

I22. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ФОНОНАМИ, ПРИВОДЯЩЕЕ К ПЕРЕХОДАМ С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА, И СПИН-МАГНЕТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.Т.Павлов, Ю.А.Фирсов

Методом эффективной массы в первом порядке по смещениям атомов из положений равновесия получен гамильтониан взаимодействия $H^{(сп.)}_{эл.-ф.}$, ответственного за рассеяние с переворотом спина электронов проводимости на колебаниях решетки, как оптических, так и акустических, в полупроводниках без центра симметрии.

Построена теория нового внутреннего резонанса в полупроводниках - спин-магнетофононного резонанса (СМФР). Показано, что в случае расщепления магнитных зон Лан-

дау на спиновые подзоны сильным квантующим магнитным полем СМФР приводит к дополнительным по сравнению с даваемыми теорией магнетофононного резонанса осцилляциям поперечного и продольного магнетосопротивления. Для конкретного набора параметров, соответствующего реальной экспериментальной ситуации, проделан численный расчет, позволяющий судить о поведении продольного магнетосопротивления $\rho_{zz}(H)$ непосредственно в точке резонанса и вблизи от нее.

Исследован вклад от рассеяния на акустических и оптических фононах в процесс спин-решеточной релаксации электронов проводимости. Рассмотрены случаи слабых и квантующих магнитных полей. Указано на возможность наблюдения в квантующих магнитных полях резонансной спин-решеточной релаксации за счет "спинового" рассеяния электронов на оптических фононах.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

123. О ВЫЧИСЛЕНИИ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ЛОКАЛЬНЫМ ДЕФЕКТОМ

В.И.Пересада

Предлагается новый метод вычисления изменений термодинамических величин кристаллической решетки, вызванных наличием в решетке локального дефекта.

Пусть L и $L+\Lambda$ – динамические матрицы идеальной решетки и решетки с локальным дефектом, соответственно. Если Λ – оператор первого ранга и $\vec{g}$ – его собственный вектор, то подпространство H :

$$\vec{g},\ L\vec{g},\ L^2\vec{g},\ L^3\vec{g},\ \ldots$$

является инвариантным относительно операторов L и $L+\Lambda$. При соответствующем выборе базиса в H, оператор L', индуцированный оператором L в H, представляется якобиевой матрицей. Это якобиева матрица порождает многочлены $P_n(\lambda)$ и $Q_n(\lambda)$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. Как показано И.М.Лифшицем, обусловленные локальным дефектом изменения термодинамических величин представляются в виде:

$$Sp\{f(L+\Lambda) - f(L)\}. \qquad (1)$$

Нами показано, что след (I) может быть аппроксимирован с любой степенью точности выражениями вида

$$\sum_{i=1}^{n}\{f(\lambda_i^{(n)}) - f(\lambda_i^{(n)})\}, \qquad (2)$$

где $\lambda_i^{(n)}$ и $\tilde{\lambda}_i^{(n)}$ – соответственно корни уравнений $P_n(\lambda)=0$ и $P_n(\lambda)+\gamma Q_n(\lambda)=0$ (γ – собственное значение оператора Λ).

Точность аппроксимации следа (I) формулой (2) не хуже точности аппроксимации функции $f(\lambda)$ полиномами наилучшего приближения степени $2n$.

В общем случае, когда ранг оператора Λ отличен от единицы, оператор Λ следует представить в виде суммы операторов первого ранга.

Метод иллюстрируется конкретными вычислениями.

Физико-технический институт низких температур АН УкрССР, Харьков

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ НА ДИАМАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю.Е.Перлин, Ш.Н.Гифейсман

Выполнен расчет термодинамических функций водородоподобных локальных центров в ионных кристаллах с промежуточной поляронной связью в присутствии внешнего магнитного поля.

Статистическая сумма примесного полупроводника в магнитном поле представлена в виде фейнмановского функционального интеграла по траекториям локализованного электрона. В нулевом приближении система описывается пробным лагранжианом, в котором кулоновские члены иммитируются упругими взаимодействиями. Зависимость параметров пробного лагранжиана от слабого магнитного поля не учитывается. Расчет в первом приближении по разности между "истинным" и пробным действием дает возможность вычислить квадратичную по напряженности магнитного поля поправку к свободной энергии. Получена формула, выражающая зависимость диамагнитной восприимчивости локальных центров от параметров кристалла и температуры. В случае, когда локальная связь доминирует над поляронной, эта формула принимает вид

$$\chi_{диам} = -\frac{N\hbar\omega}{v}\left(\frac{e}{2\mu c}\right)^2\left(1+0{,}528\alpha v^{-3/2}\,\mathrm{cth}\,\frac{\hbar\omega}{2kT}\right), \quad (1)$$

где N - концентрация локальных центров, ω - предельная частота продольных оптических фононов, α - константа поляронной связи и v - вариационный параметр, определяемый в этом предельном случае из формулы

$$v^{1/2} = \frac{2\alpha}{3\sqrt{\pi}}\left(1+\frac{2\sqrt{2}\,n^2}{\varepsilon-n^2}\right).$$

Приближение, в котором получена формула (I), дает для широкого класса кристаллов с $\alpha \gtrsim 1$ хорошие результаты

при вычислении энергии основного состояния в отсутствии поля. Можно полагать, что для этих кристаллов формула (I) также дает разумную оценку диамагнитной восприимчивости.

Кишиневский госуниверситет

[25. ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ПОЛЯРОННОЙ СВЯЗЬЮ

Ю.Е.Перлин, Ш.Н.Гифейсман

Если в области примесного поглощения света пренебречь собственным поглощением идеального кристалла, то коэффициент поглощения оказывается равным

$$\varkappa(\nu) = \frac{2\pi N e^2}{cn(\nu)}\,\nu\,\mathrm{Re}\,G(\nu),$$

где N - концентрация примесных центров, c - скорость света в вакууме, $n(\nu)$ - показатель преломления беспримесного кристалла, $G(\nu)$ - спектральное представление функции отклика на внешнее простанственно-однородное электрическое поле. Расчет проведен методом неравновесной матрицы плотности в представлении функционального

интегрирования. Фаза влияния фононной подсистемы дает возможность свести задачу к вычислению фейнмановских континуальных интегралов по траекториям одного только локализованного электрона. Вводится пробный лагранжиан, в котором кулоновское и электронно-фононное взаимодействия имитируются упругими силами. Параметры пробного лагранжиана определяются из термодинамического вариационного принципа.

В первом порядке разложения матрицы плотности получены выражения для интенсивностей бесфононного и однофононных пиков примесного поглощения света. Они справедливы и при промежуточных значениях константы поляронной связи $\alpha \sim 1$, когда адиабатическое приближение, с одной стороны, и метод слабой связи, с другой, утрачивают точность. Для полупроводников указанного класса отношение S интегральных интенсивностей однофононного и бесфононного пиков поглощения при $T=0$ вычисляется по формуле

$$S = \frac{\alpha v}{\alpha + 4\sqrt{\pi v}}, \qquad (2)$$

где

$$\sqrt{v} = \frac{2x}{3\sqrt{\pi}}\left(1 + \frac{2\sqrt{2}}{\varepsilon - n^2}\right). \qquad (3)$$

При $\alpha \sim 1$ формула (2) дает $S < 1$, так что реализуется случай слабого тепловыделения и в спектрах поглощения должна отчетливо проявляться бесфононная линия.

При T≠0 бесфононная линия смещается в красную сторону. Электронно-фононное взаимодействие стимулирует добавочное (пропорциональное концентрации локальных центров) поглощение света при частоте ω оптических колебаний решетки. Интенсивность этого поглощения

$$I_\omega = \frac{2\pi^{3/2}N}{3n(\nu)} \cdot \frac{e^2}{\mu c} \alpha \frac{\nu^{3/2}}{(\nu^2-1)^2} \left(cth \frac{\hbar\omega}{2\kappa T}\right)^{-3/2}. \quad (4)$$

Формула (4) может служить для независимого определения концентрации примесных центров.

Кишиневский госуниверситет

I26. К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПАРАМАГНИТНЫХ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРАХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Ю.Е.Перлин, Ю.Б.Розенфельд, Б.С.Цукерблат

I. Исследуется влияние конфигурационной нестабильности кристалла с вырожденными примесными термами (расщепление адиабатических потенциалов) на картину оптического спектра. Если эффект Яна-Теллера имеет место только в одном из электронных состояний, участвующих в перехо-

де (например, переход между состояниями типа $A \rightleftharpoons T$), оптическая полоса не расщепляется, так как несамосогласованное возбужденное состояние остаётся вырожденным. Оптическое расщепление может наблюдаться в спектрах лишь тогда, когда оба электронных состояния взаимодействуют с одними и теми же активными в эффекте Яна-Теллера колебаниями кристалла. В этом случае любой замороженной равновесной конфигурации начального состояния соответствуют два несамосогласованных конечных электронных состояния, что и приводит к дублетному расщеплению оптических полос. Конкретным примером служит взаимодействие электронов незаполненной α-оболочки примесного иона группы железа с полносимметричными и тетрагональными колебаниями кристалла (точечная группа O_h).

Вычислены положения максимумов и полуширины компонент дублетной полосы. Выполнен численный расчет ширин полос примесного поглощения Y и V в рубине.

2. Исследована картина оптического спектра при наличии как кристаллических, так и локальных колебаний (случай, актуальный для кристаллов, активированных редкоземельными ионами). Если фононный спектр состоит из локальной моды ω_ℓ и зоны кристаллических колебаний, то оптический спектр представляет собой периодическое (с периодом ω_ℓ) повторение кристаллической полосы со всеми ее особенностями, включая квазилокальные пики. Интен-

сивности кристаллических полос, примыкающих к локальным линиям, пропорциональны интенсивностям этих последних. Такого рода картина может ясно наблюдаться при низких температурах, если ширина кристаллической полосы не превышает существенно частоту ω_ℓ . Этот случай реализуется, как показывают расчеты кристаллических полос $4f - 5d$ - переходов, в системе $MeF_2 - Ce^{3+}$. Вычисленная ширина кристаллической полосы и качественная картина распределения интенсивностей в оптическом спектре согласуются с экспериментом.

Кишиневский госуниверситет

97. ПРОХОЖДЕНИЕ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ

Т.Н.Пинскер

Рассматривается прохождение горячих электронов сквозь металлическую пленку в системе полупроводник - металл - полупроводник. Система считается симметричной, так что на контактах образуются одинаковые потенциальные барьеры высотой ψ над уровнем Ферми в металле. Вычислен

ток электронов, прошедших через металлическую пленку, и коэффициент прохождения α .

Горячие электроны создаются в металле с помощью инжекции током из полупроводника, причем учитывается, что инжектированные электроны в металле имеют скорости в интервале углов

$$\mu_{кр} \leqslant \cos\theta \leqslant 1,$$

где θ - угол между направлением движения электрона и нормалью к поверхности пленки. $\mu_{кр}$ определяется из законов сохранения энергии и импульса на границе металл-полупроводник.

Функция распределения горячих электронов с энергиями $\varepsilon \geq \psi$ находится путем решения кинетического уравнения с учетом рассеяния на фононах и фермиевских электронах металла, с соответствующими граничными условиями. Считается, что электрического поля в металле нет, и движение электронов носит диффузионный характер. Рассеяние на фононах считается изотропным и упругим. Межэлектронное взаимодействие рассматривается так же, как в [I]. Ввиду того, что рассматривается область энергий $\varepsilon \geq \psi$, существенен только уход электронов, и удается ввести время релаксации.

Интегро-дифференциальное кинетическое уравнение сводит-

ся к интегральному уравнению для функции R , имеющей смысл плотности электронов с данной энергией. Решение этого интегрального уравнения получено в двух предельных случаях:

I) рассеяние определяется электрон - фононным взаимодействием;

2) определяющим является межэлектронное взаимодействие.

В первом случае уравнение для R решается методом последовательных приближений, во-втором - вариационным методом.

Институт радиотехники и электроники, Москва

128. СВОЙСТВА СИММЕТРИИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА C_{6h} И C_{3i}

И.И.Пинчук

Черновицкий госуниверситет

29. О ПРАВИЛАХ ОТБОРА ДЛЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРИМЕСНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

К. Пойкер, Е.Д. Трифонов

Хорошо известно правило отбора для нерезонансного комбинационного рассеяния света: в спектре первого порядка колебание является активным, если соответствующее ему неприводимое представление содержится в тензорном представлении группы симметрии основного электронного состояния. Нерезонансное комбинационное рассеяние обусловлено зависимостью тензора электронной поляризуемости от координат ядер. Однако в резонансном случае, когда частота рассеиваемого света близка к частоте поглощения, более существенным может оказаться другой механизм рассеяния. Например, в приближении Кондона мы получаем, что колебательный переход $\nu' \to \nu''$ может быть активным только в том случае, если в прямом произведении представлений, по которым преобразуются колебательные волновые функции $\phi_{\nu'}$ $\phi_{\nu''}$, содержится тождественное представление группы симметрии возбужденного электронного состояния. При линейной аппроксимации разности адиабатических потенциалов правила отбора становятся более жесткими: активным будут только те колебания, которые преобразуются по тождественному представлению группы симметрии возбужденного электронного состояния.

Ленинградский госуниверситет

30. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДИСЛОКАЦИЯХ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ

Е.П. Покатилов

Деформации, образованные дислокациями в пьезоэлектриках, приводят к появлению макроскопических электрических полей, потенциал которых для случая линейной дислокации выражается формулой:

$$V(\varphi) = a_0 \cos 2\varphi + a_1 \sin 2\varphi + a_2 \cos 4\varphi + a_3 \sin 4\varphi . \qquad (1)$$

Потенциал винтовой дислокации можно получить из (I), положив $a_1 = a_2 = a_3 = 0$.

Методом Хёрринга–Фогдта приближенно рассчитаны компоненты тензора обратного времени релаксации для винтовой дислокации при слабом экранировании $l > \kappa^{-1}$, где l – радиус экранировки, κ – волновой вектор электрона:

$$\frac{1}{\tau_\perp} = \frac{3\pi e^2 m^* n_D a_0^2}{8\hbar^3 \kappa^4} \left\{ \kappa l \left(2{,}16 + \frac{16}{3}\pi \ln \frac{2\kappa l}{3}\right) + \right.$$

$$\left. + 0{,}114 (\kappa l)^{1/2} + \frac{6}{\pi}\left(\ln \frac{2\kappa l}{3} + 1 - \ln 2\right)\right\} , \qquad (2)$$

$$\frac{1}{\tau_{11}} = 0 ,$$

где $\perp$ - направление, перпендикулярное оси дислокации, а

$//$ - параллельное,

$$a_0 = \frac{b}{2\varepsilon_0}\sqrt{(\beta'_{1,23}+\beta'_{2,31})^2+(\beta'_{2,23}-\beta'_{1,13})^2}\ .$$

Здесь β' - компоненты пьезомодуля в системе координат дислокации, n_D - концентрация дислокаций, b - вектор Бюргерса.

Главный член в $\frac{1}{\tau_\perp}$ имеет зависимость от энергии $\frac{1}{\tau_\perp}\sim\varepsilon^{-3/2}$.

Оценки $\frac{1}{\tau_{//}}$ по формуле (2) показывают, что рассеяние на пьезопотенциале дислокаций может играть заметную роль только при низких температурах.

Кишиневский госуниверситет

ДВУХФОНОННОЕ ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Е.П.Покатилов, К.С.Кабисов

Вследствие значительного электрон-фононного взаимодействия в пьезокристаллах существенное влияние на спектр поглощения света, помимо однофононных процессов, могут оказывать также и двухфононные.

Методом Кривоглаза - Пекара рассчитаны парциальные коэффициенты типа $\tau(1_i, 1_j)$, где i,j - номера акустических ветвей. Наибольшим среди них оказался для кристаллов гексагональной симметрии типа CdS и ZnO коэффициент $\tau(1_3, 1_3)$, описывающий процесс поглощения одного фонона и одновременного излучения одного фонона. Эта функция имеет относительно плавный максимум, положение которого совпадает с положением максимума бесфононной линии. Рассмотрены два предельных случая высоких и низких температур. При одинаковых температурах двухфононный пик оказался в несколько раз меньше однофононных (например, при $T=10^0$ для ZnO, $\tau(1_3)/\tau(1_3, 1_3) \cong 3$).

Кишиневский госуниверситет

32. ОДНОФОНОННЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДОНОРНОГО ЭЛЕКТРОНА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Е.П.Покатилов, М.М.Русанов

Рассчитана вероятность однофононного теплового перехода из основного состояния в зону. Волновые функции основного состояния были найдены вариационным методом. Из

двух пробных функций

$$\Psi = A e^{-\alpha\rho^2-\beta z^2} \quad (1), \quad \Psi = A e^{-\alpha r-\beta\rho^2} \quad (2)$$

гауссова (I) оказалась менее удачной, так как привела к слишком сильной зависимости эффективного сечения перехода от магнитного поля. Более достоверные результаты получились с помощью (2). При уменьшении напряженности магнитного поля численные значения эффективного сечения приближаются к численным значениям в бесполевом случае, ранее исследованном авторами.

Кишиневский госуниверситет

133. К ВОПРОСУ О СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПРИМЕСНОГО ЭЛЕКТРОНА ПРИ БОЛЬШОМ РАДИУСЕ ЛОКАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ

Е.П.Покатилов, Н.А.Симонова

В работе выяснена относительная роль деформационного и пьезовзаимодействия в процессе оборачивания спина донорного электрона.

Учитывалось влияние колебаний на орбитальное движение.

Причиной перехода между состояниями с разными направле-

ниями спинов считалось спин-орбитальное взаимодействие. Численные расчеты, выполненные для кристаллов кубической и гексагональной симметрии ($InSb$, CdS, ZnO) показали, что в процессах двухфононной релаксации время релаксации при деформационном взаимодействии меньше, чем при пьезовзаимодействии. В зависимости от условий опыта и параметров кристаллов отношение этих времен может изменяться от одного до нескольких порядков.

Кишиневский госуниверситет

84. К ТЕОРИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Р.В.Поморцев, Г.И.Харус

В приближении электронной температуры вычислена проводимость $\sigma_{\parallel}$ многодолинного полупроводника типа n-Ge в сильных электрическом и магнитном полях ($E \parallel H$, $\omega_L \tau \gg 1$, ω_L - ларморова частота, τ -время релаксации) при рассеянии на акустических фононах и ионизированных примесях. Рассмотрены классический ($\frac{\hbar\omega_L}{\kappa T} \ll 1$) и квантовый ($\frac{\hbar\omega_L}{\kappa T} \gg 1$) пределы. Рассчитаны анизотропные коэф-

фициенты, связанные с нелинейной зависимостью от электрического поля, для $E \parallel [100]$, $E \parallel [110]$, $E \parallel [111]$. В ряде случаев эти коэффициенты существенно отличаются по величине и по знаку от соответствующих величин, вычисленных в модели с изотропным законом дисперсии.

Институт физики металлов АН СССР, Свердловск

35. РАСЧЕТ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ПО МЕТОДУ ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛА

А.С.Поплавной, В.Е.Степанов, В.А.Чалдышев

Предлагается техника расчета поверхностных состояний электронов в кристаллах с использованием метода псевдопотенциала. В качестве базисной системы используются решения уравнения

$$\left\{\nabla^2 + \begin{cases} V(000) + V(l00)\cos l(b_1 x), & x<0 \\ 0, & x>0 \end{cases}\right\} \varphi_n(r) = E_n \varphi_n(r), \quad (1)$$

где $V(000)$ и $V(l00)$ – Фурье-коэффициенты псевдопотенциала. Уравнение (I), как известно, имеет решения объемного и поверхностного типа. Решения, локализованные на поверхности, рассматривались Гудвином. Они отве-

чают квадратичному закону дисперсии по двум компонентам волнового вектора и, таким образом, соответствуют свободному движению в направлениях, параллельных поверхности кристалла. Добавление остальных гармоник кристаллического потенциала к уравнению (I) снимает вырождение и изменяет закон дисперсии. Расщепленные поверхностные уровни расклассифицируются по представлениям соответствующей плоской пространственной группы. Отдельные члены разложения собственной функции поверхностного состояния получаются теоретико-групповым анализом пустой решетки плоской пространственной группы.

Изложенный метод применен к расчету поверхностных состояний $GaAs$ с поверхностью, совпадающей с кристаллографической плоскостью [III].

Сибирский Физико-технический институт при Томском госуниверситете

36. РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН AlP И $GaAs$

А.С.Поплавной, В.А.Чалдышев

В работах [I] развит полуэмпирический метод расчета структуры энергетических зон Si и Ge на основе метода

псевдопотенциала. Метод позволяет определить структуру зон с точностью до $0,1\,eV$.

В предлагаемой работе вычислена величина возмущения псевдопотенциала при переходе от Si и Ge к AlP и $GaAs$. Эта величина добавляется к полуэмпирическим параметрам, найденными в [I]. С полученными параметрами псевдопотенциала проводится расчет энергетического спектра в симметричных точках Γ, X, L, W зоны Бриллюэна.

Максимум валентной зоны AlP и $GaAs$ соответствует трехкратно вырожденному уровню Γ_{15}. Минимум зоны проводимости AlP лежит в X. На расстояниях больше $1eV$ лежат дополнительные минимумы в точках L и Γ. В $GaAs$ дно зоны проводимости лежит в точке Γ. Близкие дополнительные минимумы ($\sim 0,3eV$) лежат в точках L и X.

Результаты в пределах десятых долей электрон-вольта согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

1. D. Brust, I. Phillips, F. Bassani, Phys. Rev. Lett., 9, 94, 1962; D.Brust, M. Cohen, I. Phillips, Phys. Rev. Lett., 9, 389, 1962; D. Brust, Phys. Rev., 134, A1337, 1964.

Сибирский Физико-технический институт при Томском госуниверситете

I37. ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В.А.Попов

I. Одним из основных механизмов уширения линий поглощения света электронами $3d$-оболочек атомов при $T \ll T_c$ можно считать взаимодействие орбитальных и спиновых возбуждений (возбуждений типа экситонов Френкеля). В приближении сильно связанных электронов взаимодействие орбитальных и спиновых возбуждений является обменным спин-орбитальным взаимодействием.

2. Вероятность поглощения фотона может быть связана с корреляционными функциями, построенными на операторах вторичного квантования орбитальных возбуждений (орбитонов). Поэтому ширина линии поглощения может быть вычислена с помощью одночастичной функции Грина, в которой должно быть учтено взаимодействие орбитонов со спиновыми волнами.

3. Вычисление с помощью методики функций Грина показывает, что затухание орбитона, а поэтому и ширина соответствующей линии оптического поглощения в ферромагнетике, пропорциональна T^4 ($T \ll T_c$).

Физико-технический институт низких температур АН УкрССР
Харьков

I38. К ТЕОРИИ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ В ПРИМЕСНОМ ЦЕНТРЕ

А.П.Пурга

I. Развивается общая теория излучательных переходов между нестационарными состояниями в квантовой системе. В однофотонном приближении получено общее выражение для временного хода интенсивности спектра испускания из возбужденного нестационарного состояния, а также интегральные характеристики (нулевой и первый моменты) временного спектра. Формулы зависящей от времени интенсивности спектра испускания и временной зависимости интегральной интенсивности согласуются с полученными другими методами результатами Паули [I] и Бирмана [2] .

2. Рассматривается временная зависимость спектра испускания некоторой квантовой системы при возбуждении фотонным пакетом. Получена формула вторичного свечения, которая может служить основой для классификации вторичного свечения по характеру временной зависимости на люминесценцию и рассеяние.

3. Исходя из фундаментальной теоремы Фока-Крылова, исследованы общие закономерности изоэнергетического развития нестационарного квантового состояния. Из общих закономерностей развития квантовых систем следует, что

перераспределение энергии возбуждения системы может быть описано как расплывание соответствующего пакета исходного нестационарного состояния. В изолированной системе с дискретным спектром (атом и молекула) процесс перераспределения энергии является строго периодическим во времени. В ограниченной системе (например, примесный центр), находящейся в слабой энергетической связи с остальным кристаллом, процесс перераспределения энергии имеет характер периодического процесса со слабым затуханием. В неограниченных системах, обладающих сплошным энергетическим спектром, перераспределение энергии происходит необратимо и, в общем случае, по сложному закону.

4. На основе общей теории нестационарных состояний рассматриваются следующие задачи теории примесных центров:

А. Рассматриваются возможности использования методики интерференционных эффектов при квантовых переходах в исследовании электронно-колебательной системы. Показано, что в адиабатическом и кондовском приближениях в электронно-колебательной системе влияние колебаний сводится к амплитудной и фазовой (частотной) модуляции "несущих" частот, которые определяются расщеплением возбужденных электронных уровней. В гармоническом приближении без учета изменения частот и смешивания нормаль-

ных координат при электронном переходе колебания решетки обуславливают уменьшение амплитуды переменной части интенсивности, но не изменяют ее частоту. Интерференционная методика в данном случае позволяет определить электронные характеристики примесного центра – величину расщепления и естественного уширения возбужденного электронного уровня.

Б. Решается задача об изоэнергетической квантовой релаксации колебательной энергии в примесном центре и обусловленной релаксацией временной зависимости спектра испускания.

1. В.Паули, Общие принципы квантовой механики, М.Л., 1947, стр. 217.

2. A. Bierman, J. Chem. Phys., 43, 1662, 1965.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

139. ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ ПО ДАННЫМ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЛАЗЕРА

А.М.Ратнер

Предлагаются косвенные методы определения вероятности

некоторых безызлучательных процессов в непроводящих средах.

I. Пусть потери световой энергии в оптическом резонаторе зависят от направления поляризации (например, в резонатор может быть помещена прозрачная пластинка под острым углом к оптической оси). Можно показать, что степень поляризации излучения в таком резонаторе определяется не только параметрами резонатора и накачки, но также и вероятностью миграции возбуждений между центрами свечения активной среды. Это позволяет определять вероятность миграции возбуждений по данным о поляризации излучения лазера.

2. Известно, что поглощающая среда, помещаемая в резонатор, способна модулировать добротность резонатора и тем самым влиять на кинетику генерации. Можно показать, что характер генерации определяется квантовым выходом люминесценции, возбуждаемой излучением лазера в поглощающей среде. В зависимости от квантового выхода этой люминесценции, генерация осуществляется либо в виде моноимпульса, либо в виде относительно редких равноотстоящих пиков, либо, наконец, в виде серии пиков интенсивности, характерных для обычной генерации. Это позволяет определять квантовый выход люминесценции слабо люминесцирующих веществ (непосредственно связанный с безызлучательной дезактивацией люминесцирующих центров)

по экспериментальным данным о кинетике генерации.

Физико-технический институт низких температур АН Укр.ССР, Харьков

I40. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Э.И. Рашба

Построена теория электронно-колебательных спектров поглощения света в молекулярных кристаллах, т.е. спектров, соответствующих одновременному возникновению электронного и внутримолекулярного колебательного возбуждений (экситона и фонона). В качестве основного механизма экситон-фононного взаимодействия рассматривается изменение Δ_ν колебательных частот при возбуждении молекулы. При не слишком малом Δ_ν в энергетическом спектре кристалла наряду с областью двухчастичных возбуждений во всем $\vec{\kappa}$-пространстве или в некоторой его части возникает область одночастичных возбуждений, соответствующих совместному движению экситона и фонона. Получены формулы, определяющие положение и интенсивность полос поглоще -

ния, связанных с одночастичными возбуждениями, в зависимости от структуры экситонных и фононных зон и параметров экситон-фононной связи. Выяснены физические механизмы, оказывающие преобладающее влияние на структуру зон одночастичных возбуждений в различных предельных случаях. Найдено распределение интенсивности в широкополосном спектре, соответствующем возникновению двухчастичных возбуждений. Для кристаллов, содержащих примеси, теория предсказывает возможность возникновения целой системы примесных полос; при малой вероятности передачи фононов с узла на узел отдельные полосы могут интерпретироваться как соответствующие квантовым состояниям экситона в условиях, когда фонон возбуждается на различном расстоянии от примесной молекулы. Аналогичная структура может возникать и в спектрах чистых кристаллов в области, в которой одновременно с экситоном возбуждается несколько фононов. В заключение рассмотрены особенности энергетического спектра носителей тока в полупроводниках с узкими разрешенными зонами, обусловленные изменением жесткостей связей вблизи избыточного заряда и образованием связанных пар носитель-фонон.

Институт полупроводников АН УкрССР, Киев

141. К ТЕОРИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА ЛЕГКОЙ ПРИМЕСНОЙ МОЛЕКУЛЫ

К.К.Ребане, О.И.Сильд

В последние годы одними из популярных объектов экспериментального исследования среди примесных кристаллов стали кристаллы, активированные простыми примесными молекулами. Спектры таких систем (например, щелочно-галоидных кристаллов, активированных молекулярными ионами O_2^-) обладают ярко выраженной колебательной структурой, в силу чего эти системы представляют собой подходящие объекты для изучения колебательного аспекта процессов в примесном центре и для детального сравнения теории с опытом.

Одним из любопытных экспериментальных фактов является убывание полуширины колебательной полоски с номером n (n – число квантов локального колебания, родившихся при переходе) в спектре люминесценции $KBr-O_2^-$ [1]. В целях упрощения и наглядности рассмотрения тонких эффектов колебаний кристалла с легкой примесной молекулой применяется адиабатическое приближение: колебания молекулы, имеющие частоты, существенно превышающие частоты кристалла, составляют быструю подсистему, а совокупность остальных колебаний – медленную подсистему. Этот

подход удобен, в частности, при исследовании колебательной структуры спектра, обусловленной взаимодействием электронного перехода только с кристаллическими колебаниями, а тем самым и при исследовании зависимости этой колебательной структуры от номера перехода по локальному колебанию. Адиабатические потенциалы кристаллических колебаний оцениваются при помощи теоремы Гельмана-Фейнмана.

Показано, что ангармоническое взаимодействие локального колебания с кристаллическими приводит к зависимости этих адиабатических потенциалов от номера состояния локального колебания n и может обуславливать (при вполне естественном допущении относительно знака ангармонического взаимодействия) наблюдаемое в спектре люминесценции уменьшение полуширины полоски с номером n. Для спектра поглощения теория предсказывает рост ширины полоски с n.

I. Л.Ребане, Т.Саар, Известия АН ЭССР, серия физ.-мат. и техн. наук, 15, 1966.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

142. К ТЕОРИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

К.К.Ребане, И.Ю.Техвер, В.В.Хижняков

Рассматриваются спектры вторичного свечения примесного кристалла при возбуждении его: I) в полосе примесного поглощения (резонансный случай); 2) вдали от резонанса с электронными переходами примеси. Используются формула Крамерса-Гейзенберга и адиабатическое приближение Борна-Оппенгеймера.

Получены формулы для распределения интенсивностей в соответствующих спектрах с учетом ангармонизма колебаний, различия положений равновесия ядер и упругих постоянных решетки в разных электронных состояниях. В первом случае использовалась методика упорядоченных операторов и двухвременных функций Грина, а во втором - разложение по степеням разности колебательных гамильтонианов, причем учитывалась зависимость электронного матричного элемента от колебательных координат (отклонение от приближения Кондона).

Особое внимание уделено случаю резонансного возбуждения. Показано, что формула Крамерса-Гейзенберга, обычно используемая в теории комбинационного рассеяния, описывает также и люминесценцию. Таким образом, спектр вто-

ричного свечения при обычном возбуждении в полосе поглощения примеси состоит из интенсивной люминесценции и гораздо более слабого комбинационного рассеяния. Для выделения люминесценции из спектра вторичного свечения необходимо учесть конечную ширину $\Delta\varepsilon$ спектра колебательных возбуждений, приняв во внимание условие $\Delta\varepsilon \gg \gamma$ (γ - радиационная ширина возбужденного электронного уровня). Если имеются локальные колебания, то следует учесть условие $\Gamma \gg \gamma$ (Γ - константа ангармонического затухания локального колебания). Подробно исследована колебательная структура спектра резонансного вторичного свечения для модели, учитывающей взаимодействие электронного перехода с одним (локальным) осциллятором, и для центра с большими стоксовыми потерями. В последнем случае спектр люминесценции представляет собой широкую бесструктурную полосу, в то время как резонансное комбинационное рассеяние может иметь четко выраженную квазилинейчатую структуру. Это позволяет использовать резонансное комбинационное рассеяние для детального исследования динамики указанных примесных центров.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

I43. КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ю.А.Романов

Построена кинетическая теория электромагнитных волн в однородной полуограниченной плазме и однородных плазменных слоях при условиях зеркального и диффузного отражений плазменных частиц от границ плазмы. Рассмотрены два типа диффузного отражения. Один из них соответствует условию, когда все падающие на поверхность плазмы частицы мгновенно от нее отражаются, в результате чего на ней не происходит накопления заряда. Второй - соответствует обычно рассматриваемому условию, когда поверхность плазмы поглощает все падающие на нее частицы и испускает их с постоянной, не зависящей от времени плотностью. На границах плазмы при этом возникает переменная макроскопическая плотность поверхностного заряда, обращающаяся в нуль лишь в среднем за период изменения электромагнитного поля.

Большое внимание в работе уделяется поверхностным волнам. Для них найдены скорости распространения и коэффициенты затухания, которые оказываются сильно зависящими от характера рассеяния плазменных частиц на поверхности плазмы и их распределения вблизи нее. Исследова-

но возбуждение этих волн нерелятивистскими и релятивистскими зарядами. Изучение этого процесса является удобным средством исследования свойств поверхностных волн. Знание же последних позволяет получать интересную информацию о распределении электронной плотности в кристалле, в частности, вблизи его поверхности (что особенно ценно), а также о характере рассеяния носителей тока на этой поверхности.

Интересную особенность представляет двухкомпонентная электронно-дырочная плазма. В слое из такой плазмы существуют возбуждения, образованные сильно связанными между собой высокочастотной поверхностной и низкочастотной объемной волнами. Если длина свободного пробега соответствующего низкочастотного объемного плазмона мала по сравнению с толщиной слоя, то эта связь приводит к появлению специфического затухания высокочастотной поверхностной волны, которое обусловлено тем, что объемный плазмон перекачивающуюся в него энергию этой волны выносит из области ее локализации вглубь плазмы, где сам затем затухает. Если же слой достаточно тонкий, то объемный плазмон не может выйти из области пространственной локализации поверхностной волны и между этими возбуждениями происходит взаимный обмен энергиями, приводящий к расщеплению и объединению их дисперсионных кривых. Указанный механизм взаимодей-

ствия двух типов волн может быть использован для создания неустойчивости электронно-дырочной плазмы.

Научно-исследовательский физико-технический институт при Горьковском госуниверситете

I44. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ

Ю.А.Романов

Рассматриваются особенности коллективных потерь быстрых электронов в кристаллических слоях, обусловленные анизотропией их плазмы. Исследуются случай кубических и одноосных кристаллов. Показано:

I. В кубических кристаллах величина потерь на возбуждение объемных плазмонов, благодаря пространственной дисперсии, обладает угловой анизотропией. В качестве примера рассмотрены кристаллы Ge и Si .

2. В одноосных кристаллах величина потерь на возбуждение поверхностных плазмонов в случае достаточно тонких слоев отличается сильной угловой зависимостью, удобной для экспериментального изучения их свойств.

3. Вследствие несохранения суммарного импульса пролетающей через слой частицы и возбуждаемого ей объемного плазмона коллективные потери в анизотропных кристаллах при фиксированном угле рассеяния частицы обладают несколькими максимумами, обусловленными возбуждением объемных плазмонов с различными значениями перпендикулярной слою компоненты импульса.

Научно-исследовательский физико-технический институт при Горьковском госуниверситете

145. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.В.Румянцев

Как показывает эксперимент, спектр энергии электронов, рассеянных в тонких пленках (прострел) или в массивных мишенях (отражение) при энергии падающих электронов около $1 \kappa \varepsilon V$, в области малых потерянных энергий существенно зависит от плотности электронов в зоне проводимости мишени. При рассеянии в диэлектрике электроны, потерявшие энергию $\omega < \Delta E$ -ширины запрещенной зоны,

почти отсутствуют. С другой стороны, при $\omega \approx 0$ на спектре наблюдается пик, который в случае рассеяния на большие углы принято называть пиком упругого отражения. В полупроводниках в области $\omega < \Delta E$ наблюдается уже заметное количество рассеянных электронов. Это указывает на то, что форма спектра в области $\omega < \Delta E$ определяется взаимодействием быстрых электронов и зоны проводимости. Наличие же пика упругого отражения указывает на то, что хотя передача энергии решетке мала, рассеяние на решеточной подсистеме не мало и рассеяние на обеих, электронной и решеточной подсистемах, следует рассматривать одновременно. Включение в задачу взаимодействия между электронами зоны проводимости позволяет естественным образом учесть плазменные эффекты. Описание процессов рассеяния удобно вести на основе временной теории возмущений и методики функций Грина. Показано, что в отличие от случая, когда вычисляются потери энергии быстрой частицы, деление столкновений на столкновения с большими и малыми переданными импульсами справедливо при всех реальных температурах и плотностях электронов в зоне проводимости. Спектр рассеянных электронов при $\omega \neq \omega_p$ (ω_p -энергия плазмонов) обязан парным столкновениям и имеет вид $A\omega^{-2}$, а при $\omega \approx \omega_p$ имеет резкий максимум, так как вклад от столкновений с плазмонами в ($\frac{V_p}{T}$) раз больше, чем от парных столкновений (T -температура, V_p -

-энергия падающих частиц/. В случае, если плазменный пик, обязанный своим существованием плазменным колебаниям электронов в зоне проводимости, и так называемый пик упругого отражения (не связанный с возбуждением электронной подсистемы), не удается разрешить, может оказаться существенным то, что первый имеет более быструю зависимость от V_ρ , чем часть спектра, связанная с парными столкновениями. Поэтому изучение зависимости от V_ρ разных частей спектра может в этом случае свидетельствовать в пользу или против существования плазменных колебаний электронов в зоне проводимости (при достаточно высокой плазменной частоте, такой что $\omega_\rho > \theta$ - дебаевской энергии).

Политехнический институт, Ленинград

I46. РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

Н.С.Рытова

Рассматривается полупроводниковая пленка, толщина которой меньше де-бройлевской длины волны электронов.

Движение электронов в такой пленке по нормали к ней квантовано. В предположении, что заполнен только первый квантовый уровень и электронный газ на этом уровне двумерно вырожден, методом функций Грина при T=0 вычислен коэффициент поглощения электромагнитных волн для междууровневых переходов. Учтено взаимодействие электронов между собой и с беспорядочно распределенными по пленке примесными атомами.

Гиредмет, Москва

I47. К ТЕОРИИ АНИЗОТРОПИИ ТЕРМОЭДС

А.Г.Самойлович, М.В.Ницович, В.М.Ницович

Термоэлектрические явления в анизотропных средах сравнительно мало изучены. Между тем, особенности термоэлектрических явлений в анизотропных средах позволяют по-новому поставить некоторые вопросы практического использования термоэлектричества.

Как показано в работе [I] , если имеется какой-либо один механизм рассеяния, то термоэдс сводится к скаляру. Она будет изотропной, как бы сильна ни была

анизотропия кристалла. Это справедливо как для одноминимумной, так и для многоминимумной модели. Именно с этим связано то обстоятельство, что анизотропия термоэдс встречается довольно редко.

Если имеются два механизма рассеяния, то, так как складываются обратные времена релаксации, в этом случае термоэдс не сводится к скаляру и будет анизотропной. Следовательно, наличие двух (или нескольких) механизмов рассеяния является причиной возникновения термоэдс.

Другой причиной появления анизотропии термоэдс может быть появление двух (или большего числа) носителей тока. Это обусловлено тем, что термоэдс не является величиной аддитивной.

В многоминимумных полупроводниках типа Ge и Si можно создать анизотропию термоэдс путем деформации. Как известно, вследствие деформации происходит перераспределение электронов между минимумами. С другой стороны, термоэдс групп электронов, принадлежащих к разным минимумам, также будет различной, вследствие различной концентрации электронов в разных минимумах, а это приведет к появлению анизотропии термоэдс.

В данной работе подробно исследуются эти три возможности возникновения анизотропии термоэдс. На основе теории анизотропного рассеяния носителей получены формулы для величины анизотропии термоэдс с учетом тензорного

характера времени релаксации в случае двух типов проводимости (электронной и дырочной), при рассеянии на акустических фононах, примесных ионах и диполях, а также в присутствии деформации.

Рассчитана температурная зависимость анизотропии термоэдс при различных концентрациях носителей тока, разных эффективных массах и давлениях. Показано, что при подборе соответствующих параметров может быть достигнута значительная анизотропия термоэдс.

I. А.Г.Самойлович, М.И.Клингер, ФТТ, Сборник статей, 2, I4I, I959.

Черновицкий госуниверситет

I48. К ТЕОРИИ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА

П.С.Серебренников

В общем случае (без предположения о наличии закона дисперсии) рассматривается туннельный эффект через изолирующую пленку и в узких $p-n$ переходах. Показано, что вольтамперная характеристика не выражается бук-

вально через плотности состояний по обе стороны туннельного перехода (а лишь коррелирует с ними): в формуле для тока фигурируют мнимые части функций Грина, описывающих движение электрона с обеих сторон перехода. Рассмотрены условия, при которых туннельный ток связан с плотностями состояний. Это имеет место, если:

I) матричный элемент перехода постоянен или

2) мнимые части функций Грина δ-образны (есть закон дисперсии), а матричный элемент при этом зависит только от энергии туннелирующего электрона.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

I49. К ТЕОРИИ ВЛИЯНИЯ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СОСТАВА НА СПЕКТРЫ ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

О.И.Сильд, К.К.Ребане

Одной из причин, существенным образом влияющих на наблюдаемые положение, форму и ширину узких линий в спектрах примесных кристаллов, является изотопический состав кристалла. Рассмотрены теоретически следующие вопросы влияния изотопического состава на спектры:

I. Если оставаться в рамках адиабатического приближения, то изотопический сдвиг $\delta\Delta$ чисто-электронной линии следует приравнять изменению (вызванной заменой основного атома изотопом) разности нулевых энергий колебания всей системы, взятых для двух электронных состояний, между которыми совершается переход. В результате приближенного вычисления соответствующих сумм (задача равносильна нахождению момента порядка I/2 для распределения частот колебания системы кристалл + молекула) получено:

$$\delta\Delta = -\frac{\varkappa}{2}\frac{\hbar}{2}\Big\{\sum_j \left(e^2_{jx,\underline{II}} + e^2_{jy,\underline{II}} + e^2_{jz,\underline{II}}\right)\omega^{\underline{II}}_{oj} - \sum_j \left(e^2_{jx,\underline{I}} + e^2_{jy,\underline{I}} + e^2_{jz,\underline{I}}\right)\omega^{\underline{I}}_{oj}\Big\},$$

где $\varkappa = \Delta m_f/m_f$ – относительное изменение массы при замене одной частицы номера f изотопом; ω_{oj} – нормальные частоты в случае $\varkappa = 0$; e_{jx}, e_{jy}, e_{jz} – коэффициенты матрицы перехода от декартовых координат частицы номера f к нормальным номеров j; индексы $\underline{I}$ и $\underline{II}$ обозначают исходное и конечное электронные состояния. Когда частоты колебания частицы f не изменяются в электронном переходе, изотопический сдвиг чисто-электронной линии отсутствует.

В случае замещения в молекулярной примеси O_2^-, внедренной в щелочно-галоидный кристалл, одного атома O^{16} изотопом O^{18} $\Delta\delta \approx 4$ см$^{-1}$.

2. Для оценки в гармоническом приближении изотопического сдвига колебательных повторений чисто-электронной линии в серии, обусловленной локальным колебанием примесной молекулы, удобно исходить из варианта метода Лифшица, развитого Вагнером [I] . Если в этом методе рассматривать в качестве внутримолекулярного колебания локальное, тогда можно вычислить изотопический сдвиг частоты локального колебания по формуле

$$\omega = \omega_l \sqrt{1+\left(\frac{1}{1+\gamma}-1\right) e_{lx}^2 \left[1-\left(\frac{1}{1+\gamma}-1\right)\sum_j \frac{e_{jx}^2\,\omega_j^2}{\omega_j^2-\omega_l^2}\right]}\,,$$

где ω_l - частота локального колебания при $\gamma = 0$.

В гармоническом приближении должен наблюдаться линейный рост изотопического сдвига с номером линии n . В случае замещения в молекулярной примеси O_2^- одного атома O^{16} изотопом O^{18} сдвиг линии в колебательной серии $\delta\Omega_n = -0{,}0281\,\omega_g \cdot n + \delta\Delta$, где ω_g - внутримолекулярная частота ($\omega_g \approx 1100$ см$^{-1}$).

3. Учет внутренного ангармонизма локального колебания приводит к нарушению линейности роста сдвига с номером n . Если в качестве потенциала локального колебания выбрать потенциал Морзе, то изотопический сдвиг линии в спектре люминесценции $KBr - O_2^-$ равен

$$\delta\Omega_n = -0{,}0290\,\hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right)\left[1-\frac{17}{\hbar\omega}\left(n+\frac{1}{2}\right)\right] + \delta\Delta\,,$$

где ω – соответствующая гармоническая частота.

4. Обнаруженные в спектре люминесценции $KBr-O_2^-$ линии-сателлиты [2] в хорошем согласии с теоретическими результатами интерпретируются как изотопические сдвиги квазилинии.

I. M. Wagner, Phys. Rev., 131, 2520,1963; 133,A750,1964.

2. Л.Ребане, Изв. АН ЭССР, серия физ.-мат. и техн. наук, I5, I966.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

50. КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОПЕРЕЧНИКОВ МНОГОФОНОННОГО ЗАХВАТА В НЕКОНДОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Э.П.Синявский, В.А.Коварский

Развитая ранее авторами [I] теория безызлучательных переходов в некондоновском приближении применяется для случая многофононной рекомбинации, обусловленной взаимодействием электрона с акустическими колебаниями решетки. Учет колебаний проведен в полуклассическом приближении. Получены следующие формулы для эффективного по-

перечника захвата носителя на водородноподобный локальный уровень:

а. Примесный центр притяжения:

$$\sigma^{+}(T) = \frac{E_0\sqrt{\pi}}{2\sqrt{10^{7}\rho v^2 \kappa T}}\ \varphi(\gamma)\ exp\left(-\frac{\Delta}{\kappa T}\right).$$

Здесь

$$\varphi(\gamma) = \pi^{3/2}\sqrt{10^{7}\alpha^{-1}}\ \frac{\gamma}{2}\ e^{-\gamma/2}\left\{\frac{\gamma^2}{3\cdot 2^6}\left[6I_0 - 2I_1 - 8I_2 + 3I_3 + 2I_4 - I_5\right] + \xi^2\left[2I_0 - I_1 - 2I_2 + I_3\right] + \frac{\gamma^2}{2^6}\left[14I_0 - 14I_1 - 8I_2 + 13I_3 - 6I_4 + I_5\right] - \frac{\xi\gamma}{4}\left[5I_0 - 4I_1 - 4I_2 + 4I_3 - I_4\right]\right\};\quad \xi = 1 + \gamma/4;\quad \gamma = \frac{4\mu e^2 z}{\varepsilon\hbar^2\alpha};$$

$I_\nu \equiv I_\nu(\frac{\gamma}{2})$ – модифицированные функции Бесселя, Δ – энергия активации.

б. Примесный центр отталкивания:

$$\sigma^{-}(T) = 1{,}9\left(\frac{\alpha_0}{2}\right)^{1/3} e^{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/3}}\sigma^{+}(T).$$

Здесь

$$\alpha_0 = \frac{2\pi z^2 e^2}{\varepsilon\hbar v_T};\qquad v_T^2 = \frac{2\kappa T}{\mu};\qquad T_0 = \frac{27\pi^2\mu z^2 e^4}{2\kappa\hbar^2\varepsilon^2};$$

$$\Delta = \frac{(\ell - \frac{a}{2})^2}{2a};\qquad a = \sum_{\varkappa}\frac{V_{\varkappa ss}^2}{\hbar\omega_\varkappa};\quad V_{\varkappa ss} = \int\psi_s^2 V_\varkappa(\vec{r})\,d\vec{r};$$

ℓ – энергия ионизации локального центра.

Характерно, что функция $\varphi(\gamma)$ при изменении радиуса состояния в разумных пределах ($10^6 \leqslant \alpha \leqslant 10^8$) практически не изменяется (от 1,5 до 3). Это дает основание утверждать, что предэкспоненциальный "частотный" множитель практически не чувствителен к выбору волновой функции основного состояния. Ниже приведена таблица сравнения

теории с экспериментом / $\sigma_T = \sigma^{(0)} e^{-\Delta/\kappa T}$ / (Для контроля величины α последняя бралась согласно методике Риккейзена [2] из экспериментального значения энергии активации сечения захвата). Вычисленные поперечники $\sigma^{(0)}$ по порядку величины согласуются с экспериментом.

ТАБЛИЦА

Объект	Эксперим. σ° ($см^2$)	Литерат.	Теория σ° ($см^2$)	$\sigma^{\circ}_{конд.}$ ($см^2$)
Захват дырок в *Ge*	$\sigma_p^{-(0)} \sim 10^{-13}$	[3]	$0{,}5 \cdot 10^{-13}$	$0{,}5 \cdot 10^{-16}$
Ni в *Ge*	$\sigma_n^{-(0)} \sim 10^{-15}$	[4]	10^{-15}	$6 \cdot 10^{-19}$
Ag в *Ge*	$\sigma_n^{-(0)} \sim 10^{-15}$	[5]	10^{-15}	$6 \cdot 10^{-19}$
Au в *Ge*	$\sigma_n^{-(0)} \sim 10^{-14}$	[5] [6]	$0{,}2 \cdot 10^{-14}$	$0{,}2 \cdot 10^{-17}$
β -центры в *Si*	$\sigma_p^{-(0)} \sim 0{,}8 \cdot 10^{-14}$	[7]	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-17}$
S_1 -центры в *CdS*	$\sigma_n^{+(0)} \sim 10^{-13}$	[8]	$3 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-18}$
S -центры в *CdS*	$\sigma_n^{+(0)} \sim 10^{-13}$	[8]	$3 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-18}$

В последнем столбце приведено значение сечения захвата, вычисленного в кондоновском приближении.

I. В.А.Коварский, ФТТ, 4, I936, I962; В.А.Коварский, Э.П.Синявский, ФТТ, 6, 636, I964; 4, 3203, I962.

2.G.Rickayzen, Proc.Roy.Soc., A241, No. 1227, 1957.

3.R.G. Shulman, Phys. Rev., I02, I45I, I956.

4. К.Д.Глинчук, Е.Г.Миселюк, ФТТ, 4, 367I, I962.

5. К.Д.Глинчук, Е.Г.Миселюк, УФЖ, 7, 992, I962.

6. С.А.Кауфман, К.М.Куликов, Н.П.Лихтман, Н.Ш.Хайкин, ФТТ, 7, 837, I965.

7. I.R. Haynes, Phys. Rev., I0Q, 606, 1955.

8. М.К.Шейнкман, И.Я.Городецкий, И.Е.Ермолович, ФТТ, 6, 3I34, I965.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

I5I. ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН В КРИСТАЛЛЕ ЗАКИСИ МЕДИ

В.П.Смирнов

Уравнение зонной теории решалось в пространстве конечного числа функций базиса. Функции базиса лишь вблизи атомов кислорода и меди совпадают с соответствующими

атомными функциями. Потенциал в уравнении зонной теории не фиксировался с самого начала, а определялся в процессе самосогласованных вычислений. При этом для определения плотности электронов в кристалле использовались лишь функции с волновым вектором $\vec{K} = 0$.

Обмен учитывался в приближении свободных электронов (по Слэтеру).

После самосогласованных вычислений при $\vec{K} = 0$ потенциал фиксировался и вычислялись уровни энергии в других точках зоны Бриллюэна в направлении осей второго, третьего и четвертого порядков.

Вычислены также параметры, характеризующие кривизну энергетических поверхностей в точках экстремумов зон.

Результаты расчетов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Ленинградский госуниверситет

52. ВЫЧИСЛЕНИЕ ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ОБЛАСТИ КВАДРУПОЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ Cu_2O. ДОБАВОЧНЫЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

Н.В.Старостин

Волновые функции "механических" экситонов, найденные в предыдущей работе автора, могут быть непосредственно использованы для вычисления тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{K})$ в области квадрупольного поглощения в кристалле Cu_2O. Общее выражение для $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{K})$, найденное Аграновичем и Гинзбургом, здесь применяется для отдельной зоны френкелевских экситонов, принадлежащей при $\vec{K}=0$ типу симметрии Γ_5 и отвечающей возбуждению одного типа центров в кристалле Cu_2O, занятых отрицательными двухзарядными ионами кислорода (O^{2-}). В работе вычисляется матричный элемент экситонного оптического перехода, причем в ряд по $\vec{K}$ разлагается не волновая функция системы, а одноэлектронные матричные элементы, связанные с отдельными поглощающими центрами в решетке. Достаточно высокая местная симметрия отдельных поглощающих центров (T_d) позволяет в первом приближении свести тензор $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{K})$ к двум скалярным функциям частоты $\varepsilon_0(\omega)$ и $\alpha(\omega)$. Показано, что наблюдаемая анизотропия поглощения в кристалле Cu_2O (полюс $\alpha(\omega)$)

отвечает пространственному распределению поля трех плоских квадруполей $\langle 0|t_{xy}|z\rangle$, $\langle 0|t_{yz}|x\rangle$, $\langle 0|t_{zx}|y\rangle$, связанных с отдельным ионом кислорода. Учет в следующем приближении дополнительной зависимости компонент тензора ε_{ij} от $\vec{K}$ приводит к появлению добавочных волн в области квадрупольного поглощения. Получены формулы для показателей преломления обычной и добавочной волн для трех направлений волнового вектора $\vec{K}$: (III), (OOI), (IIO). Сделана попытка связать с появлением добавочных волн некоторые особенности спектра поглощения кристалла Cu_2O.

ГОИ, Ленинград

I53. СТРУКТУРА ЗОН ФРЕНКЕЛЕВСКИХ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ЗАКИСИ МЕДИ

Н.В.Старостин

Исследуется структура зон френкелевских экситонов в кристалле закиси меди, представляющих интерес с точки зрения оптических свойств кристалла в области края собственного поглощения. Задача заключается в отыскани

собственных векторов и собственных значений матрицы кристаллического гамильтониана. При этом в качестве пробных используются волновые функции экситонов Френкеля, отвечающие возбуждению внешних оболочек отрицательных двухзарядных ионов кислорода (O^{2-}). Эта задача была решена для точки $\vec{K} = 0$ зоны Бриллюэна. Пробные экситонные волновые функции при $\vec{K} = 0$ классифицировались по неприводимым представлениям точечной группы куба (O_h) и одновременно характеризовались определенным значением квадрата суммарного спина системы. В процессе диагонализации матрицы кристаллического гамильтониана при учете спин-орбитального взаимодействия орто - и пара-экситонные состояния смешивались. Однако в силу малости параметра спин-орбитальной связи результирующие экситонные состояния с хорошей точностью можно рассматривать как чисто синглетные и чисто триплетные. Были построены волновые функции и найдены аналитические зависимости энергии от $\vec{K}$ для синглетных экситонных состояний в трех частных случаях, когда вектор $\vec{K}$ направлен вдоль одного из наиболее симметричных направлений в зоне Бриллюэна (III), (I00) и (II0), а также в области малых $\vec{K}$ ($Ka \ll 1$, a - постоянная решетки), $\vec{S} = \vec{K}/|\vec{K}|$ - произвольные. Исследовано поведение экситонных зон на границе зоны Бриллюэна в точках R , X и M .

Найденные волновые функции френкелевских экситонов классифицированы как волновые функции "кулоновских" и "механических" экситонов. Получены выражения для эффективных масс поперечных "кулоновских" экситонов. На основании результатов теории интерпретируется наиболее длинноволновая линейчатая структура в спектре экситона в кристалле Cu_2O.

ГОИ, Ленинград

54. К ТЕОРИИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРОДОЛЬНОЙ ТЕРМОЭДС

Е.Г.Стрельченко

Рассматриваются осцилляции термоэдс в квантующем магнитном поле. Вблизи энергий, совпадающих с минимумом какой-либо из подзон Ландау, вероятность рассеяния претерпевает скачок, обусловленный разрывом плотности состояний. В результате продольная термоэдс при соответствующих (резонансных) значениях химического потенциала отлична от нуля уже в нулевом приближении по вырождению. При достаточно низких температурах и сильных полях минимум и максимум термоэдс лежат в области по-

рядка κT вблизи резонанса, причем минимум отрицателен (термоэдс меняет знак). Для наблюдения осцилляций существенно, чтобы размытие уровней было мало по сравнению с температурой.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

I55. ЗОННАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Б.А.Тавгер

Из-за ограниченности пленки симметрия ее структуры, строго говоря, уже не представляет Федоровскую группу, а является одной из 80 возможных плоских пространственных групп. Для структур типа алмаза при ориентации нормали к пленке по [III] трансляционная симметрия представляет гексагональную сетку, а группа симметрии имеет номер 78 [I] ; при ориентации [OOI] будет квадратная группа 60.

Для нахождения характера зонной структуры кристаллической пленки требуется разложить соответствующие неприводимые представления Федоровской группы по неприводи-

мым преставлениям плоской группы. Для однодолинного вырожденного экстремума (например, p-Ge) это приводит к снятию вырождения [2]. При многодолинном экстремуме указанное разложение сводится к проектированию экстремумов на двумерную зону Бриллюэна. Для n-Ge при ориентации [III] это приводит к расщеплению 4-долинного минимума на один 3-долинный и один простой минимумы, при ориентации [001] - на два 2-долинных. В случае n-Si при ориентации [001] минимум распадается на один 4-долинный и два простых; при ориентации [III] расщепления не происходит. Из оценки величины расщепления следует, что простые минимумы лежат ниже, чем многодолинные.

I. С.Багавантам, Т.Венкатарайуду, Теория групп и ее применение к физическим проблемам, ИЛ, М., 1959 (таблица 5).

2. Б.А.Тавгер, ЖЭТФ, 48, 185, 1965.

Горьковский исследовательский физико-технический институт

I56. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Б.А.Тавгер

В достаточно тонкой полупроводниковой пленке ($L \approx 10^{-6}$ см, $m \leq 0{,}5 m_0$, $n < 10^{19}$) электронные состояния задаются квазиимпульсом из двумерной зоны Бриллюэна. Получающееся двумерное движение электрона (дырки) в импульсном пространстве должно быть учтено при рассмотрении кинетических явлений. Решая кинетическое уравнение, получим, что в тонкой полупроводниковой пленке:

а. Подвижность $\mu \sim L$,

поэтому увеличение сопротивления при уменьшении толщины пленки не следует приписывать единственно увеличению количества дефектов;

б. Постоянная Холла $R \sim \frac{1}{enc}$,

следовательно, концентрацию носителей в пленке можно оценивать так же, как и в массивном полупроводнике;

в. Многие кинетические эффекты, хотя и зависят от толщины пленки слабо, тем не менее отличаются от случая массивного полупроводника другой связью с механизмом рассеяния.

Горьковский исследовательский физико-технический институт

57. НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТОКА ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.А.Тавгер, М.Ш.Ерухимов

Решение уравнения Шредингера для электрона во взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях является безтоковым в направлении электрического поля. Поэтому при отсутствии рассеяния электронов тока вдоль E не будет. Он возникает лишь в результате рассеяния [I]. Это означает, что ток обязан недиагональным элементам матрицы плотности, взятой в H° -представлении [2]. Ограниченность пленки приводит к квантованию поперечного движения электронов. При низких температурах, при которых только существенно квантование в магнитном поле, и малых толщинах ($L \sim 10^{-6}$ см) поперечное движение электронов не меняется. В результате состояние электрона в пленке в поперечном магнитном и продольном электрическом поле оказывается невырожденным

$$\Psi = \Psi_{M,\kappa}(x, y, z), \quad E = E_{M,\kappa}, \qquad (I)$$

где M - магнитное квантовое число, κ - проекция квазиимпульса на ось y ($E \parallel ox$, $H \parallel oz$).

Невырожденность уровней является характерной особенностью рассматриваемого случая полупроводниковой пленки. Вычисления приводят к следующим выражениям:

$$I_x = -en\omega_c \ell \sum_{M,\kappa} \sqrt{2}\sqrt{M+1}\,\rho^{M,\kappa}_{M+1,\kappa}\,, \tag{2}$$

$$\rho^{M,\kappa}_{M+1,\kappa} = \frac{i\pi}{\hbar\omega_c} \sum_{\Lambda,\kappa'} V^{\Lambda,\kappa'}_{M+1,\kappa} V^{M,\kappa}_{\Lambda,\kappa'} \left\{ \delta[(M+1-\Lambda)\hbar\omega_c + F\ell^2(\kappa - \kappa')] \cdot (f_{M+1} - f_{\Lambda}) - \delta[(M-\Lambda)\hbar\omega_c + F\ell^2(\kappa-\kappa')](f_M - f_\Lambda) \right\}. \tag{3}$$

Здесь ω_c – циклотронная частота, $\ell = (\hbar/m^*\omega_c)^{1/2}$ – магнитная длина, V –матричные элементы, $F = -eE$, f –функция распределения в отсутствие электрического поля. Наличие δ в (3), выражающее сохранение энергии, приводит в нашем случае к неаналитической зависимости $I(E)$. Для малых полей, когда в (3) можно ограничиться первым членом

$$I \sim \frac{1}{E^2} \exp\left\{ -\frac{1}{2}(E_0/E)^2 \right\}. \tag{4}$$

Оценки показывают, что ток будет исчезающе малым вплоть до $E \sim 0{,}2\,E_0$, где $E_0 = (e\hbar)^{1/2}(H/c)^{3/2}/m^*$.

1. S.Titeica, Ann. d. Phys., 22, 128, 1935.

2. E.Adams, T.Holstein, J. Phys. Chem.

Solids, IO, 254 (I959), перевод в сб. "Вопросы квантовой теории необратимых процессов", М., I96I.

Горьковский исследовательский физико-технический институт

58. ТЕОРИЯ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

К.Б.Толпыго, Д.И.Шека

На основе полученных ранее [1,2] законов дисперсии для электронной и трех дырочных зон в кристалле $NaCl$ изучается собственное поглощение света, связанное с междузонными переходами. Волновые функции зонных состояний и частоты прямых переходов вычислялись для сетки из 729 точек обратной решетки (полученной путем деления каждого ребра ячейки обратной решетки на 8 частей). Знание матричных элементов перехода из основного состояния кристалла в возбужденное (представляющее собой линейную комбинацию произведений электронной и дырочной волновых функций) и плотности состояний позволяет найти действительную и мнимую части поляризуемости и,

следовательно, зависимости показателя преломления, коэффициентов поглощения и отражения от частоты падающего света. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальной кривой отражения света вне области экситонных полос [3] как по форме кривой, так и по порядку величины коэффициента отражения. Численные расчеты проводились на электронной цифровой машине Института кибернетики АН УССР.

I. З.Я. Евсеев, ФТТ, 5, 2341, 1963.

2. К.Б. Толпыго, Д.И.Шека, ФТТ, 5, 2609, 1963.

3. P.L. Hartman, J.R. Nelson, J.G. Siegfried, Phys. Rev. 105, 123, 1957.

Киевский госуниверситет

59. ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ РОЛИ ПРЯМЫХ И НЕПРЯМЫХ ПЕРЕХОДОВ В ОПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ

В.Б.Тулвинский, Ю.А.Шуба

Для простой модели энергетических зон проведено сравнение вкладов прямых и непрямых междузонных переходов в оптическое поглощение. Оценки показывают, что, начиная

с некоторого значения энергии поглощаемых фотонов, которое не сильно отличается от ширины запрещенной зоны, величина поглощения определяется в основном непрямым процессом возбуждения. Аналогичная пороговая энергия фотонов должна существовать также для фотоэмиссии. Учет этого обстоятельства приводит к существенным изменениям в интерпретации оптических и фотоэмиссионных данных.

Казань

МЕТОД КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ В ТЕОРИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

З.И.Урицкий

В отличие от обычного рассмотрения предлагается метод, связанный с решением кинетического уравнения для возбужденных светом электронов. Этот метод позволяет непосредственно получить спектральные характеристики фотоэлектрических явлений. Расчет проведен для объемного возбуждения в пренебрежении пространственными неоднородностями. Поверхностная рекомбинация может быть учтена посредством введения зависящего от частоты света модулирующего множителя. Носители тока предполагаются

разогретыми светом, что учтено в форме релаксационного члена. Оказывается, что зависимость функции распределения носителей от энергии может быть немонотонной в зависимости от соотношения времен релаксации и рекомбинации носителей. Эта немонотонность может существенно сказаться на спектральной характеристике фотопроводимости. Так, частотная зависимость фототока может определяться не зависимостью коэффициента поглощения от частоты, а зависимостью времени релаксации от энергии. При низких температурах фототок будет осциллировать, как это было предсказано Фанем, из-за различия времен релаксации энергии на акустических и оптических фононах, что приводит к отличию функции распределения при отсутствии релаксации на оптических фононах и при включении ее. Оказывается возможным указать, при какой зависимости времени рекомбинации от энергии носителей и частоты света фотопроводимость может быть отрицательной.

Уральский госуниверситет, Свердловск

I6I. МЕТОД ФУНКЦИЙ ГРИНА В ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

З.И.Урицкий, Г.В.Шустер, А.И.Козинская, Х.М.Бикин

Известно, что полюса одночастичной функции Грина в E-представлении определяют спектр квазичастиц. Это позволяет использовать метод функций Грина для непосредственного определения оптических характеристик, связывая показатель преломления с действительной частью спектра фотона, а показатель поглощения - с мнимой.

Найдена функция Грина фотонов, взаимодействующих с полупроводником, который рассматривается как совокупность взаимодействующих между собой фононов, электронов, дырок и примесей. Такой подход позволяет единым образом рассмотреть различные механизмы поглощения и дисперсии, а также форму линии резонансных эффектов путем учета затухания в спектре квазичастиц, взаимодействующих с фотоном.

Основной целью работы является определение того, как резонансное взаимодействие носителей тока с фотонами и оптическими фононами в квантующем магнитном поле скажется на оптических свойствах полупроводников. Оказывается, что в поглощении появляются резонансные осцилляции как при прямых междузонных переходах, так и при

междузонных переходах в вырожденной зоне, и при поглощении свободными носителями в простой зоне. В последнем случае осцилляции появляются и при переходах носителей с переворотом спина фононом и фотоном. Эти своеобразные комбинированные переходы позволяют определить g-фактор носителей.

Резонансные осцилляции должны наблюдаться и в дисперсионных магнитооптических эффектах Фарадея и Фогта, связанных как с прямыми междузонными переходами, так и с внутризонными переходами в вырожденной зоне. Электрическое поле, поперечное магнитному, приводит к ряду новых эффектов: появляются дополнительные пики в эффектах, связанных с междузонными переходами носителей, интенсивность которых зависит от напряженности поля. При поглощении свободными носителями электрическое поле устраняет резонансные осцилляции, оставляя только осцилляции типа Шубникова-де-Гааза при вырождении носителей, либо в ультраквантовом пределе. Следует отметить, что осцилляции поглощения свободными носителями имеют существенную поляризационную зависимость. Учет рассеяния на примесях и акустических фононах не меняет принципиально результатов, т.е. и в этом случае должны иметь место резонансные осцилляции в поглощении. Расчет формы линии некоторых резонансных эффектов дает пропорциональность ширины линии магнитному полю и температуре.

Уральский госуниверситет, Свердловск

2. ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

В.Е.Харциев, В.М.Овчинников

Рассматриваются явления, имеющие место в полупроводниках и диэлектриках при прохождении через них импульсов мощного монохроматического излучения оптических квантовых генераторов. В случае, когда частоты падающего излучения ν_u лежат в области примесного поглощения кристаллов, анализ решений систем нелинейных уравнений гиперболического типа для плотностей потоков излучения и населенностей энергетических уровней, описывающих в однофотонном и двухфотонном случаях механизм насыщения поглощения, приводит к следующей физической картине. При большой оптической плотности среды на частотах ν_u происходит сначала насыщение поглощения в слое среды, в результате чего коэффициент поглощения в нем падает, излучение проникает в следующий слой. Таким образом, просветленная область перемещается вглубь кристалла, а процесс просветления имеет волноподобный характер. Плотность фотонов и коэффициент поглощения в глубине среды при постоянной плотности потока падающих фотонов и однородном распределении поглощающих центров зависит только от аргумента $t - \frac{x}{v}$, причем скорость волны про-

светления v может быть на несколько порядков меньше скорости света. Необходимым условием для возникновения эффекта волны просветления является малая величина потерь фотонов в просветленной части кристалла. Условия осуществления эффекта волн просветления реализуются для ряда конденсированных сред, обладающих узкими полосами резонансного поглощения и особенно благоприятны при наличии метастабильных уровней.

Физико-технический институт АН СССР, Ленинград

63. АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КВАЗИЛИНЕЙЧАТЫХ ЭЛЕКТРОННО--КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАХ

В.В.Хижняков

С помощью методики двухвременных функций Грина рассматривается влияние внутреннего и внешнего ангармонизма локальных и псевдолокальных колебаний на колебательное крыло в электронно-колебательных спектрах примесных кристаллов и в эффекте Мессбауэра. Используются неусредненные по колебательным состояниям функции Грина. Для них доказана корректность процедуры обрывания цепочки

уравнений при произвольном соотношении параметров внутреннего и внешнего ангармонизма. Показано, что внутренний ангармонизм приводит к возможности ангармонического расщепления колебательных повторений бесфононной линии и к неэквидистантности их в колебательных сериях. Рассмотрено совместное влияние изменения положений равновесия ядер и упругих постоянных решетки при электронном переходе и ангармонизма колебаний на бесфононные линии. При малом изменении упругих постоянных влияние ангармонизма на вероятность чисто-электронной линии уменьшается с повышением температуры, т.е. существенно отличается от влияния его на вероятность линии Мессбауэра. Показано также, что при рассмотрении колебательного уширения γ бесфононных линий, связанного с линейными и квадратичными членами в разности V адиабатических потенциалов начального и конечного электронных состояний, необходимо учитывать не только диагональные, но и недиагональные корреляторы $\langle a^{+}_{\varkappa}(t_1)\, a_{\varkappa'}(t_2)\rangle$, а также корреляторы $\langle a_{\varkappa}(t_1)\, a_{\varkappa'}(t_2)\rangle$, $\langle a_{\varkappa}(t_1)\, a_{\varkappa'}(t_1)\, a_{\varkappa''}(t_2)\rangle$ и т.д. Это приводит в формуле для γ к замене независимых параметров $|V_{\varkappa\varkappa'}|^2$ и $\sum_{\varkappa''} |V_{\varkappa\varkappa'\varkappa''}|^2 |V_{\varkappa''}|^2/\omega^2_{\varkappa''}$ на суммарные параметры $|V_{\varkappa\varkappa'} - 2\sum_{\varkappa''} V^{*}_{\varkappa\varkappa'\varkappa''} V_{\varkappa''}/\omega_{\varkappa''}|^2$. Здесь $V_{\varkappa}$ и $V_{\varkappa\varkappa'}$ -коэффициенты перед $a_{\varkappa}$ и $a^{+}_{\varkappa} a_{\varkappa'}$ в разложении V по операторам рождения и уничтожения фононов, $V_{\varkappa\varkappa'\varkappa''}$ - коэффициент оператора кубического ангармонизма перед

a_{κ}^{+} $a_{\kappa'}$ $a_{\kappa''}$.

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

64. СТИМУЛИРОВАННОЕ РАМАНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА ПРОДОЛЬНЫХ ЭКСИТОНАХ

Ю.А.Цвирко

Рассмотрены параметрически связанные светоэкситонные волны в прозрачной диэлектрической пластинке. Получены выражения, определяющие экспоненциальное нарастание во времени рассеянной стоксовской и экситонной волн в зависимости от толщины пластинки и интенсивности падающего света.

Значение пороговой интенсивности света, при которой начинается нарастание рассеянных волн во времени, пропорционально квадрату коэффициента затухания продольной экситонной волны. Для экситонов, у которых направления фазовой и групповой скоростей противоположны, пороговая интенсивность света оказывается в два раза больше, чем для экситонов, у которых направления фазовой и групповой скоростей одинаковы, если коэффициенты затухания равны.

Киев

I65. К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРАХ

А.А.Церцвадзе

Тбилисский НИИ физики полупроводников

5. ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗГОРАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.А.Чайковский

В экспериментальной работе [I] наблюдалось увеличение относительной интенсивности спонтанного излучения, вызванного излучательной рекомбинацией, при приложении к люменесцентному диоду из $InSb$ магнитного поля параллельно направлению тока.

Это обстоятельство, возможно, связано с уменьшением вероятности безызлучательного захвата носителей на примесные уровни. Поэтому представляется интересным оценить зависимость вероятности безызлучательного захвата от магнитного поля. В работе [2] указывалось на возможное уменьшение вероятности захвата в магнитном поле в анизот-

ропном кристалле типа Ge , для которого волновая функция локального центра вида

$$e^{-\alpha(x^2+y^2)-\beta z^2} \qquad (I)$$

является достаточно точной (см. например сравнение энергии основного состояния примесного центра для функции типа (I) [3] и типа $e^{-\sqrt{\alpha(x^2+y^2)+\beta z^2}}$, исследованной Лампертом [4]).

Вычислен эффективный поперечник захвата носителя на донорный уровень в квантующем магнитном поле для $InSb$. Волновая функция и энергия основного состояния выбирались согласно [5] . Обнаружено резкое уменьшение сечения захвата. Этот результат может служить качественным объяснением возгорания излучательной электрон-дырочной рекомбинации (в работе [6] показано, что вероятность излучательной рекомбинации практически не зависит от поля). Проведен расчет других возможных конкурирующих механизмов переходов.

I. R.J. Phelan, R.H. Rediker, Radiative Recombination in semiconductors, Paris, 1964, p. 47.

2. В.А.Коварский, И.А.Чайковский, ФТТ, 7, 2506, 1965.

3. В.А.Коварский, ЖЭТФ, 33, 1145, 1957.

4. Zampert, Phys. Rev., 97, 352, 1955.

5. Y.Yafet, R.W.Keyes, E.N.Adams. J. Phys. Chem. Solids, I, 137, 1956.

6. F.Beleznay, G.Pataki, Phys. stat. sol., 8, 85, 1965.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

К ТЕОРИИ ФОТОТЕРМОПОЛЕВОГО РАСПАДА ОДНОЗАРЯДНЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ И ГЕРМАНИИ

А.Г.Чебан, Б.В.Препелица, И.В.Дернович, М.Н.Топалова, В.А.Спыну

I. В приближении континуальной модели методом эффективной массы определяются энергия и волновые функции неглубоких донорных и акцепторных примесных центров в Ge и Si для основного и первого возбужденного состояний. Анизотропия изоэнергетических поверхностей учитывается вариационным методом. В качестве волновых функций используются обобщенные водородоподобные функции.

2. Рассматривается фототермополевая ионизация примесного центра. Механизм ионизации состоит из двух этапов: на первом этапе имеет место однофотонный переход из основного состояния на первый возбужденный уровень; на втором этапе происходит однофононная термическая ионизация под действием внешнего электрического поля. Причиной ионизации возбужденного примесного центра является взаимодействие электрона с акустическими колеба-

ниями. Оператор указанного взаимодействия выбирается в виде деформационного потенциала.

3. Исследуется также зависимость квантового выхода внутреннего фотоэффекта η от приложенного внешнего электрического поля при различных температурах. Показано, что в Si при полях $\sim 3 \cdot 10^2$ V/cm для $T = 10^\circ K$ $\eta \simeq 1$. Таким образом, такие поля достаточны для разрушения возбужденных состояний примесных центров.

Молдавская базовая лаборатория В Н И И Т а

68. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМОВ ИОНИЗАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.Г.Чебан, Я.А.Рознерица, П.К.Катана

I. Исследуются следующие механизмы ионизации однозарядных примесных центров:

а) автоионизация;

б) термополевой распад (эффект Френкеля);

в) ударная ионизация.

Получено выражение для концентрации носителей тока (с

учетом вышеуказанных механизмов ионизации и рекомбинации) как функции от приложенного электрического поля. Показано, что при низких температурах имеет место отклонение от закона Ома.

2. Рассматривается влияние магнитного поля на коэффициент оптического поглощения в полупроводниках с участием примесных центров. Показано, что коэффициент поглощения имеет осциллирующий характер. Наблюдение этого эффекта дает возможность определить непосредственно массу носителя (дырки) в валентной зоне в отличие от междузонной магнитоабсорбции, которая дает возможность определить приведенную массу.

Молдавская базовая лаборатория В Н И И Т а

69. К ТЕОРИИ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ИОНИЗАЦИИ F-ЦЕНТРОВ

А.Г.Чебан, Я.А.Рознерица

Рассматривается многофононная термическая ионизация возбужденных состояний F-центра под действием внешнего электрического поля. Получено выражение для вероятности многофононной термополевой ионизации. Исследуется

зависимость квантового выхода внутреннего фотоэффекта от напряженности электрического поля в кристалле KCl. Теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Молдавская базовая лаборатория В Н И И Т а

[70. О КОРРЕЛЯЦИОННОМ РАСЩЕПЛЕНИИ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Е.И.Чеглоков

Один из способов учета корреляции в системе электронов состоит во введении однократно занятых электронных состояний (спин-орбит). Волновая функция системы строится в виде проекции определителя из однократно занятых состояний на подпространство функций с определенным значением квадрата полного спина системы. Пространство l однократно занятых состояний, являющихся решениями определенного типа обобщенных уравнений Хартри-Фока, в отличие от случая пространства двукратно занятых состояний не инвариантно относительно произвольных поворотов в пространстве спинов. Рассмотрены возможные группы сим-

метрии пространства однократно занятых состояний и найдены их представления в этом пространстве. Поскольку группа симметрии пространства ℓ уже группы симметрии пространства двукратно занятых состояний, происходит корреляционное расщепление одноэлектронных уровней энергии. В одних случаях это расщепление происходит за счет снятия спинового вырождения, в других - за счет понижения пространственной симметрии. Рассмотрено также влияние операции обращения времени.

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете

I7I. К ТЕОРИИ ДОНОРНЫХ СОСТОЯНИЙ В КРЕМНИИ И В СОЕДИНЕНИЯХ ТИПА $A^{III}B^{V}$

Ю.В.Чхартишвили, Н.М.Схиртладзе

Теоретическому расчету энергетических уровней донорных состояний в полупроводниках посвящен ряд работ [I,2, 3,4].

В этих работах расчет проводится в приближении метода эффективной массы. Для всех пятивалентных примесей в

четырехвалентных элементах в качестве дополнительного потенциала берется кулоновский потенциал $V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon r}$, вследствие чего теряется индивидуальность различных примесных атомов; энергетические уровни для всех доноров получаются одинаковыми, хотя экспериментально эти уровни, особенно в кремнии, различаются.

Кулоновский потенциал не корректен в пределах примесного атома, а деление на диэлектрическую постоянную в этих пределах вообще неправильно. Этот потенциал не очень точен и на больших расстояниях от примесного атома, вследствие возможной роли эффекта экранирования электрического поля примеси свободными электронами.

Наш расчет проводится в рамках приближений метода эффективной массы. Но помимо учета анизотропии эффективной массы электрона, уточняется дополнительный потенциал: а именно, сконструирован потенциал, который на малых расстояниях совпадает с разностью хартриевских потенциалов пятикратно ионизированной донорной примеси и четырехкратно ионизированного атома решетки (без деления на ε), а на больших расстояниях плавно переходит в кулоновский потенциал с учетом диэлектрической постоянной среды.

Уравнение Шредингера с эффективной массой решается прямым вариационным методом. Численные расчеты проведены для кремния и арсенида индия.

I. C.Kittel, A.Mitchel, Phys. Rev., 96, 1488, 1954.
2. W.Kohn, J.M.Luttinger, Phys. Rev., 98, 915, 1955.
3. W.Kohn, J.M.Luttinger, Phys. Rev., 97, 883, 1955.
4. А.И.Ансельм, А.И.Коровин, ЖТФ, 25, 2044, I955.

Тбилисский госуниверситет

72. ЛОКАЛЬНЫЕ УРОВНИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

В.И.Шека*, Д.И.Шека**

В многозонном приближении, непосредственно учитывающем взаимодействие зоны проводимости и валентных зон, построена теория примесных состояний в полупроводниках с зонной структурой $InSb$. Как показало проведенное общее исследование решения уравнений движения, поведение носителя тока вблизи акцепторного центра может быть правильно описано с учетом верхних зон и практически от них не зависит в окрестности донора. Численно рассчитаны энергетические уровни локальных центров большого радиуса в $InSb$. Найденная величина потенциала ионизации однозарядного акцепторного центра в $InSb$

хорошо согласуется с экспериментальным значением.

* Институт полупроводников АН УССР, Киев

** Киевский госуниверситет

3. ОБ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ЭКСИТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА CdS (ВЮРЦИТ)

М.И. Шмиглюк

Экситонный спектр гексагональных кристаллов типа CdS, полученный теоретико-групповым методом [I] , весьма сложен (в особенности полосы $n \geq 2$). Это затрудняет его сравнение с тонкой структурой длинноволнового края собственного поглощения, обнаруженной экспериментально [2, 3]. В связи с этим мы попытались оценить относительные интенсивности оптических переходов в экситонные состояния с относительными движениями S- и P-типов для всех экситонных серий A , B и C. Поскольку в исследуемых кристаллах высшие валентные зоны p-типа, а зона проводимости s-типа, то амплитуды дипольных переходов в экситонные P-состояния отличны от нуля только при по-

следовательном учете симметрии решетки. По этой причине волновые функции рассматриваемых экситонных состояний большого радиуса в точке $\vec{\kappa} = 0$ были построены [4] с учетом местной симметрии одноэлектронных волновых функций кристаллических термов ионов металла и металлоида, т.е. с учетом сложной элементарной ячейки. При таком микроскопическом подходе существенно изменяются также и величины S-амплитуд. Выражения для амплитуд переходов максимально упрощаются при использовании ранее выведенных [4] свойств симметрии матричных элементов. Для упрощения расчета одноэлектронные волновые функции кристаллических термов и функции относительного движения в экситоне были аппроксимированы изотропными гауссовскими функциями. Нетрудно убедиться, что гауссовское приближение практически приводит к такой же зависимости отношения квадратов модулей амплитуд от параметра функции относительного движения $\beta \sim 1/r_{экс}$, что и кулоновские функции. С хорошей точностью можно принять, что отношения квадратов модулей P- и S-амплитуд равны $R\beta^2$, где R-коэффициент пропорциональности выражающийся через суммы по решетке кристалла. Численный расчет сумм по решетке был выполнен на БЭСМ-2М. Необходимые параметры брались равными или близкими параметрам кристалла CdS. Для разумных значений параметров коэффициент R не превышает величину 10^2 Å^2 (для серии

$A, R = (10 \div 15)\text{Å}^2$). Поскольку в CdS для полосы $n = 2$ $\beta^2 = 10^{-4}\text{Å}^{-2}$, то можно ожидать, что интенсивности P -уровней меньше интенсивностей S -уровней на 2 - 3 порядка. Естественно, что в таком случае трудно на опыте обнаружить и исследовать P -уровни, которые лежат довольно близко к S- уровным и которые активны в той же поляризации, что и последние. С этой точки зрения обсудим более подробно тонкую структуру экситонной серии A в области $n = 2$. Во-первых, в поляризации $\vec{e} \perp c$ следует ожидать появление только одной линии Γ_6 с относительным движением S-типа, которая может, однако, обладать сверхтонкой структурой из-за наложения на нее слабых линий $\Gamma_6(P_{x,y})$, $\Gamma_6(P_z)$, $\Gamma_5(S)$, $\Gamma_5(P_{x,y})$, $\Gamma_5(P_z)$, $\Gamma_2(P_{x,y})$ и $\Gamma_1(P_{x,y})$ активных дипольно или квадрупольно в этой поляризации. Во-вторых, отношение интенсивности линии $\Gamma_6(S)$ в $\vec{e} \parallel c$ к ее интенсивности в $\vec{e} \perp c$ является величиной порядка 10^{-2} [2]. Учитывая величину соответствующего коэффициента R, находим, что интенсивность линии $\Gamma_6(S)$ в $\vec{e} \parallel c$ в 7-15 раз больше интенсивности линии $\Gamma_1(P_{x,y})$ в этой же поляризации. В этих же пределах находится отношение интенсивностей, экспериментально обнаруженных в CdS экситонных линий 4812,96 Å и 4814,21 Å. В [2] полоса 4814,21 Å была интерпретирована как уровень $\Gamma_6(P_z)$. Трудно однако согласиться с тем, что уровень $\Gamma_6(P_z)$,

будучи в $\vec{e} \perp c$ на три порядка менее интенсивным, чем $\Gamma_6(S)$, будет отличаться от последнего по интенсивности в $\vec{e} \parallel c$ не более, чем на один порядок. Поэтому не исключено, что экситонная полоса 4814,21 Å имеет симметрию $\Gamma_1(P_{x,y})$, а сверхтонкая структура полосы $\Gamma_6(P_{x,y})$ (4812,96 Å) вызывается более слабыми линиями $\Gamma_6(P_z)$ и $\Gamma_6(P_{x,y})$. Эта новая возможность нуждается еще в дополнительной проверке, исходя из поведения спектра в $\vec{e} \parallel c$ во внешних полях, а также из более строгого расчета энергетического расположения уровней с учетом двухкратного спинового вырождения энергетических зон.

I. С.А. Москаленко, М.И. Шмиглюк, ФТТ, 6, 3535, 1964.
2. J.J.Hopfield, D.G.Thomas, Phys. Rev., 122, 35, 1961.
3. В.В. Соболев, ЖОС, № 4 1966.
4. М.И. Шмиглюк, Известия АН МССР, № 2, 56, 1965.

Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА R-ЦЕНТРА ОКРАСКИ В ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Р.А.Эварестов

Рассмотрена F_3-модель R-центра окраски в щелочногалоидных кристаллах (совокупность из трех F-центров в соседних узлах, образующих равносторонний треугольник). Приближенная волновая функция R-центра строится из одноэлектронных $2s$-функций типа Слейтера, с учетом симметрии системы. Кристалл моделируется решеткой из точечных ионов, расположенных в узлах идеального кристалла.

Вычислены энергии основного (^2E) и четырех возбужденных (^2E, ^4E, $^2A_1$, $^2A_2$) электронных состояний R-центра. Оказалось, что для ряда щелочногалоидных кристаллов энергии переходов $^2E \rightarrow {}^2E$ и $^2E \rightarrow {}^2A$ попадают в область R_1 и R_2 - полос поглощения, а энергия перехода $^2E \rightarrow {}^2A_2$ - в область F- полосы.

Квартетное состояние ^4E оказывается выше основного дублетного состояния, что соответствует экспериментальным данным.

Энергия диссоциации R-центра оказывается примерно в 1,5 - 2 раза меньше энергии диссоциации М-центра, что также согласуется с экспериментом.

На первом этапе рассмотрения не был учтен эффект Яна-Теллера, возникающий вследствие вырождения основного состояния.

Ленинградский госуниверситет

75. О ПОГЛОЩЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Э.М.Эпштейн

Рассматривается полуметалл, в котором вследствие кулоновского взаимодействия между электронами и дырками происходит перестройка энергетического спектра. Методом функций Грина вычисляется коэффициент поглощения ультразвука носителями заряда в такой системе. Подробный расчет проведен для случая, в котором эффективные массы электронов и дырок одинаковы. Вычислено также пороговое значение частоты, при котором начинается поглощение звука, при произвольном соотношении между эффективными массами электронов и дырок. Получено выражение для скачка коэффициента поглощения звука при этом пороговом значении частоты. Величина скачка зависит от соотношения между эффективными массами элек-

тронов и дырок; если эти массы совпадают, то скачок отсутствует.

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

УСИЛЕНИЕ ЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА n - Ge

С.В.Ганцевич, В.Л.Гуревич

Построена теория усиления звука в постоянном электрическом поле в полупроводниках со многими энергетическими минимумами типа n - Ge и n - Si . Этот эффект недавно наблюдался экспериментально Померанцем [1].
Получено выражение для комплексной добавки к тензору модулей упругости, обусловленной взаимодействием звуковой волны с электронами проводимости полупроводника. Через эту добавку выражается коэффициент усиления звука и электронная поправка к его фазовой скорости. В теории учтены эффекты "разогрева" электронов приложенным электрическим полем. Принята во внимание анизотропия электронного и фононного спектров полупроводника и анизотропия электрон-фононного взаимодействия. Учтено влияние этой анизотропии как на взаимодействие электронов со звуко-

вой волной, так и на "разогрев" электронов полем. Рассмотрены следующие предельные случаи:

I. Время межминимумной релаксации τ_e гораздо больше времени релаксации электронов проводимости по энергии внутри минимума τ_i . Как показывает расчет, проделанный на основе кинетического уравнения, учитывающего одновременно внутриминимумную и межминимумную релаксацию, в этом случае в известном смысле применим феноменологический подход, аналогичный развитому Вейнрейхом и др. [2] и Гуревичем и Эфросом [3] . Следует однако заметить, что фигурирующие в феноменологической теории времена межминимумной релаксации при этом зависят от внешнего электрического поля. Конкретный вид этой зависимости (вообще говоря, разной для переходов между различными минимумами) можно получить только на основе микроскопического расчета. В том специальном случае, когда внешнее поле и волновой вектор звука $\vec{q}$ направлены по [I00] , коэффициент электронного поглощения звука обращается в нуль при $\omega = \vec{q}\,\vec{V}$, где ω -частота звука, V - дрейфовая скорость электронов с учетом "разогрева".

2. В противоположном предельном случае $\tau_e \ll \tau_i$ "феноменологический" подход неприменим, и задачу следует решать с помощью кинетического уравнения подобно тому как это делалось авторами в работе [4] для случая,

когда внешнее электрическое поле отсутствует. Найдены выражения для коэффициента усиления и критерий возникновения звуковой неустойчивости, которые могут заметно отличаться от результатов " феноменологической" теории.

I.M.Pomerantz, Phys. Rev. Lett., 13, 308, 1964.
2. G.Weinreich,T.Sanders,H.White, Phys.Rev.,114,33,1959.
3. В.Л.Гуревич, А.Л.Эфрос, ЖЭТФ, 44, 2131, 1962.
4. С.В.Ганцевич, В.Л. Гуревич, ФТТ, 7, 2400, 1965.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С.В.Ганцевич

В работе строится теория вольтамперной характеристики для многодолинного полупроводника в области электрических полей, при которых начинаются отклонения от закона Ома. Ток выражается через тензоры проводимости отдельных минимумов в слабом поле и некоторые функции от электрического поля и констант кристалла, которые вычисляются в работе. В случае быстрой межминимумной ре-

лаксации ток может быть выражен через полный тензор проводимости кристалла в слабом поле. В кубических кристаллах это приводит к исчезновению анизотропии проводимости в сильном поле (эффект Сасаки).

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

К ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В.Л.Гуревич, А.Л.Эфрос

Получена система уравнений, описывающая перенос тепла в диэлектриках при низких температурах, когда характерное время нормальных процессов (τ_N) мало по сравнению с характерным временем процессов переброса (τ_U). Основной чертой этих уравнений является временная и пространственная дисперсия теплопроводности. Временная дисперсия проявляется, когда частота процесса $\omega \gtrsim 1/\tau_U$ и с ней связаны колебания типа второго звука. С помощью полученных уравнений построена теория поглощения второго звука. Кроме того, выведена система уравнений, описывающая связанные колебания обычного и второго звука и ис-

следовано поглощение обычного звука в области частот, где имеет место временная дисперсия теплопроводности.

Институт полупроводников АН СССР, Ленинград

79. УЧЕТ АНИЗОТРОПИИ ПОЛУПРОВОДНИКА В ТЕОРИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Р.Катилюс

Определяется вольтамперная характеристика анизотропного полупроводника с одним энергетическим минимумом в сильном электрическом поле. Кинетическое уравнение для любого квазиупругого механизма рассеяния рассмотрено способом, предложенным недавно Ганцевичем и Гуревичем. Путем разложения по малой неупругости задача сводится к вычислению двух функций от энергии, не зависящих от поля и определяемых только свойствами рассеяния. Первая из них, вычисляемая в упругом приближении, характеризует подвижность электрона с данной энергией. Вторая характеризует неупругость рассеяния. Через эти величины выражается как функция распределения по энергии, так и плотность тока. Выражение для функции распреде-

ления по энергии является обобщением формулы, полученной ранее Левинсоном для изотропного случая. Для простых механизмов рассеяния, когда подвижность электрона с данной энергией есть степенная функция энергии (ε^{ω}), ток удается выразить через тензор электропроводности в слабом поле σ_{ik} :

$$J_i = E_k \sigma_{ik} \varkappa (\sigma_{lm} E_l E_m),$$

где $\varkappa$ - известная функция (некоторый интеграл от функции распределения по энергии и степенной функции). Аналогичное рассмотрение проведено с учетом межэлектронных столкновений в предельных случаях $\tau_\varepsilon \gg \tau_e \gg \tau_p$ и $\tau_p \gg \tau_{ee}$ / τ_ε , τ_p , τ_{ee} - оценочные времена релаксации, соответственно: энергии на решетке, квазиимпульса на решетке и межэлектронное/. Ток в этих случаях:

$$J_i = \sigma_{ik} E_k \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\omega - \frac{3}{2}};$$

здесь σ_{ik} - электропроводность в слабом поле для данного случая, T_e - температура электронов, определяемая из соответствующего уравнения, T - температура решетки.

Институт физики и математики АН Литовской ССР, Вильнюс

80. ТЕОРИЯ СИММЕТРИИ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

А.Г. Самойлович, И.И. Пинчук

В работе изучается влияние симметрии на термомагнитные эффекты для произвольно направленных магнитного поля $\vec{H}$, градиента температуры T и для любой кристаллографической группы в случае слабых магнитных полей. Рассмотрение проводится в системе координат, выбранной следующим образом: ось 3 берется вдоль оси вращения наивысшего порядка (исключая группу T_n, где она берется вдоль оси второго порядка), ось I направлена вдоль оси вращения, перпендикулярной оси 3, и ось 2 – соответственно. Разложение $\alpha_{ki}(\vec{H})$ по степеням $\vec{H}$ до третьего порядка включительно в терминах скобок [I] можно записать:

$$\alpha_{ki}(\vec{H}) = \sum_{n=0}^{3}\sum_{m=0}^{n}\sum_{p=0}^{m}(m-p,p,n-m)_{ki}\,H_1^{m-p}H_2^{p}H_3^{n-m}. \quad (I)$$

Однако, т.к. $\alpha_{ki}(\vec{H}) \neq \alpha_{ik}(-\vec{H})$, то непосредственно к коэффициенту разложения $\alpha_{ki}(\vec{H})$ по степеням $\vec{H}$ теорема работы [I] неприменима. Рассмотрение термомагнитных эффектов может быть проведено, если заметить, что для коэффициента

$$d_{ik}(\vec{H}) = \sum_{l}\sigma_{il}(\vec{H})\,\alpha_{ek}(\vec{H}) \quad (2)$$

справедливо соотношение

$$d_{ik}(\vec{H}) = d_{ki}(-\vec{H}). \quad (3)$$

Действительно, линейным законам термодинамики необратимых процессов соответствует линеаризованное кинетическое уравнение

$$\frac{1}{\hbar}\frac{\partial n_{\vec{k}}^{(0)}}{\partial \varepsilon}\sum_i\left[\frac{\partial \mu}{\partial x_i}+\frac{\varepsilon-\mu}{T}\frac{\partial T}{\partial x_i}-eE_i\right]\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_i}+\sum_{\vec{k}'}W_{\vec{k}\vec{k}'}(n'_{\vec{k}'}-n'_{\vec{k}})=0 \quad (4)$$

Из (4) видно, что неравновесная добавка $n'_{\vec{k}}$ должна быть линейной функцией градиентов макроскопических величин, поэтому, при анизотропном рассеянии $n'_{\vec{k}}$ ищут в виде [2]:

$$n'_{\vec{k}}=\frac{\partial n_{\vec{k}}^{(0)}}{\partial \varepsilon}\sum_{ij}\tau_{ij}(\vec{H})\,v_i K_j\,, \quad (5)$$

где $\tau_{ij}(\vec{H})$ – "токовый" тензор релаксации. Подставляя (5) в выражение для электрического тока и сравнивая с соответствующим темодинамическим соотношением, находим для электропроводности $\sigma_{ej}(\vec{H})$ и коэффициента $d_{ej}(\vec{H})$ выражения:

$$\sigma_{ej}(\vec{H})=-\frac{2e_0^2\sqrt{2m_1m_2m_3}}{3\pi^2\hbar^3}\int\frac{\partial n_{\vec{k}}^{(0)}}{\partial \varepsilon}\frac{\tau_{ij}(\vec{H})}{m_e}\varepsilon^{3/2}d\varepsilon\,,$$

$$d_{ej}(\vec{H})=-\frac{2e_0\sqrt{2m_1m_2m_3}}{3\pi^2\hbar^3}\int\frac{\partial n_{\vec{k}}^{(0)}}{\partial \varepsilon}\frac{\tau_{ij}(\vec{H})}{m_e}\varepsilon^{3/2}\frac{\varepsilon-\mu}{T}d\varepsilon\,.$$

Согласно принципу Онзагера $\sigma_{ej}(\vec{H})=\sigma_{je}(-\vec{H})$, поэтому $\frac{\tau_{ej}(\vec{H})}{m_e}=\frac{\tau_{je}(-\vec{H})}{m_j}$. Следовательно

$$d_{ej}(\vec{H})=d_{je}(-\vec{H})\,. \quad (6)$$

$d_{ej}(\vec{H})$ должно быть инвариантно относительно преобразований симметрии точечной группы кристалла плюс операции инверсии. И т.к. справедливо (6), то $d_{ej}(\vec{H})$ удовлетворяет

всем требованиям теоремы [I] (этим же требованиям удовлетворяет $\sigma_{ij}(\vec{H})$). Поэтому, определяя из (2) $\alpha_{ek}(\vec{H})$, разлагая по степеням $\vec{H}$ и приравнивая коэффициенты, можно, используя результаты [I] , определить отличные от нуля коэффициенты разложения $(m\text{-}p,p,n\text{-}m)_{ek}$ и соотношения между ними для каждого кристаллографического класса.

I.L.P.Kao, E.Katz, J.Phys. Chem. Solids, 6, 223, 1958.

2. А.Г. Самойлович, И.Я. Коренблит, И.В. Даховский, В.Д. Искра, ФТТ, 3, 2939, 3287, I96I; И.Я. Коренблит, ФТТ, 2, 3083; I68, I962.

Черновицкий госуниверситет

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ И ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА

Р.Г. Архипов

Устанавливается, что состояние твердого тела при электронных переходах может изменяться как непрерывно, так и скачком (переход первого рода). Возможно существование критической точки. Переход диэлектрик-металл также может иметь критическую точку.
Влияние давления на деформацию электронного спектра полупроводников (эксперимент).

Институт физики высоких давлений АН СССР, Москва

ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА ГАННА

Ю.С. Рябинкин

Предложен новый механизм возникновения в полупроводниках отрицательного сопротивления N - типа. Развита количественная теория этого механизма, позволившая объяснить и вычислить ряд основных параметров нестабильности тока, об-

наруженной Ганном в полупроводниках типа A_3B_5.

Москва

. СТАБИЛИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПОЛУМЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Ю.В. Копаев

Кристаллическое состояние для изотропного электронного спектра полуметалла оказывается при T=0 неустойчивым при сколь угодно слабом электрон-фононном взаимодействии, что связано с виртуальным перебросом фононом электрона из одной перекрывающейся зоны в другую. Устойчивость кристалла может быть обеспечена разбиением его на домены типа мозаичной структуры.

Перестройка спектра из полуметаллического состояния в полупроводниковое из-за электронно-дырочного спаривания может стабилизовать кристаллическую структуру, когда эффективное кулоновское взаимодействие сильнее электрон-фононного.

При некотором соотношении, зависящем от упругости кристалла между кулоновским и электрон-фононном взаимодействии возможен фазовый переход первого рода полуметалл-полупро-

водник.

Отмечена возможность объяснения рассмотренной кристаллической неустойчивостью экспериментальных правил Юм-Розери для электронных сплавов.

Москва

184. К ТЕОРИИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.А. Чуенков

Путем решения кинетического уравнения найдена функция распределения по энергиям и углам электронов в ионном полупроводнике при наличии сильного электрического поля. Известное ранее решение кинетического уравнения в диффузионном приближении является частным случаем полученного в работе более общего решения. С помощью функции распределения вычисляется вероятность ударной ионизации и критическое поле, при котором происходит электрический пробой полупроводника. Показано, что вероятность ударной ионизации для электронов зависит от напряженности электрического поля E по закону, близкому к $exp[-const.\ E^{-\gamma(E)}]$, где $1 < \gamma(E) < 2$, если $\hbar\omega_0 \gg 2k_0T$, $k_0T \leqslant eEl \ll \hbar\omega_0$ ($\hbar$ - постоянная Планка, ω_0 - частота оптического фонона,

κ_0 – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, e – заряд электрона, l – длина свободного пробега электрона, обладающего энергией порядка $\hbar\omega_0$), и $0 < \gamma(E) < 2$, если $eEl < \hbar\omega_0 \leq \kappa_0 T$, причем в каждом из указанных интервалов величина $\gamma(E)$ растет с ростом E. Вычисления проделаны как для квадратичной зависимости энергии от импульса, так и для зависимости энергии от импульса, характерной для полупроводников типа $A_{III} B_{V}$

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА СВОЙСТВА ПРИБОРОВ

О.Ф. Горюнова

Электрические параметры полупроводниковых приборов могут в значительной степени меняться при возникновении в кристалле механических напряжений. Найдено распределение этих напряжений в окрестностях сферического контакта из-за наличия перепада температур в кристалле. Вычислено возникающее при этом изменение ширины запрещенной зоны, кон-

центрации носителей и влияния его на параметры полупроводниковых приборов.

Москва

а. СПЕКТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СПИНОВЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МАГНЕТИКАХ

В.Г. Барьяхтар, Е.Г. Рудашевский, М.А. Савченко, К.Н.Степанов

В ферромагнитных полупроводниках и металлах наряду со спиновыми колебаниями, характеризуемыми тензором μ_{ik}, существуют коллективные электронные колебания, характеризуемые тензором ε_{ik}.

Рассматриваются связанные спиновые, плазменные и электромагнитные волны в ферромагнитных полупроводниках и металлах в магнитном поле при произвольном направлении распространения.

Дисперсионное уравнение взаимодействующих волн имеет вид:

$$A n^4 + B n^2 + C = 0 , \qquad (I)$$

где $n = \frac{kc}{\omega}$ - показатель преломления, а коэффициенты A, B и C равны: $A = A_e A_m$, $A_e = \frac{\varepsilon_{ik} k_i k_k}{k^2}$, $A_m = \frac{\mu_{ik} k_i k_k}{k^2}$;

$$B = -\{(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)(\mu_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + \mu_1' \sin^2\theta \sin^2\varphi)\mu_3 + 2\varepsilon_2 \varepsilon_3 \mu_2 \mu_3 \cos^2\theta + \varepsilon_1 \varepsilon_3 [\mu_3(\mu_1 + \mu_1')\cos^2\theta + (\mu_1 \mu_1' - \mu_2^2)\sin^2\theta]\};$$

$$C = \det \hat{\varepsilon} \det \hat{\mu}.$$

В случае, когда пространственной дисперсией среды можно пренебречь, величины A, B и C являются известными функциями частоты. Тогда из уравнения (I) следует, что

в рассматриваемых средах возможно распространение двух волн с заданной частотой и показателями преломления

$$n^2 = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \qquad (2)$$

(n^2 - вещественное положительное число) и поведение показателя преломления как функции частоты можно определить, зная особые точки n^2. Один из показателей преломления (2) обращается в нуль, если C=0, и в бесконечность, если A=0.

Уравнение A_e=0 определяет электростатические плазменные колебания, а уравнение A_m=0 - частоты магнитостатических спиновых волн.

Были определены спектры связанных электромагнитных и спиновых волн в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и магнетиках со сложной магнитной структурой.

В ферромагнетиках, как правило, имеет место сильная связь колебаний: изменение частоты вследствие взаимодействия волн - порядка частоты.

В антиферромагнетиках, в отличие от ферромагнетиков, имеется не одна, а две ветви спиновых волн, закон дисперсии которых может сильно изменяться в зависимости от типа магнитной анизотропии и величины и направления магнитного поля. Поэтому в антиферромагнетиках картина взаимодействия спиновых и электромагнитных волн является более сложной, чем в ферромагнетиках. Так как магнитная восприимчивость

антиферромагнетиков пропорциональна малому параметру $1/\delta \sim 10^{-3}$, где δ-обменная константа между подрешетками, то для антиферромагнетиков можно получить простые аналитические выражения для частот взаимодействующих волн. В области пересечения невзаимодействующих ветвей добавки к частотам, обусловленные связью волн, порядка $1/\sqrt{\delta}$, вдали от области пересечения добавки к частотам порядка $1/\delta$.

В ферритах, где как и в ферромагнетиках, имеются две спиновые волны. Спиновая волна, имеющая частоту, значительно большую гирочастоты электронов, слабо взаимодействует с электромагнитными волнами, (поправки к частотам, обусловленные связью волн, порядка $1/\sqrt{\delta}$). Спиновая волна с частотой порядка гирочастоты электронов сильно взаимодействует с электромагнитными волнами.

В веществах со сложной магнитной структурой (простая спираль, ферромагнитная спираль и т.д.) имеются две резонансные частоты, одна из которых, связанная с обменным взаимодействием, лежит в оптическом диапазоне, а вторая частота, связанная с энергией магнитной анизотропии, значительно меньше.

В этих веществах в отсутствие магнитного поля продольные плазменные колебания (одна из электромагнитных волн) не взаимодействуют со спиновыми волнами, другая электромагнитная волна взаимодействует с обеими ветвями спиновых

волн.

В то время как взаимодействующие спиновые и электромагнитные волны в рассматриваемых средах имеют нормальную дисперсию, связанные волны могут иметь аномальную дисперсию.

Физико-технический институт АН Укр. ССР, Харьков

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абакаров Д.И. I
Абаренков И.В. 2
Агранович В.М. 3,4,5,6,7
Адамов М.Н. 8
Акопян А.А. I
Алмазов А.Б. 9,I0
Аминов Л.К. II
Анселъм А.И. I2,I3
Антонова И.М. 2
Аронов Л.Г. I4
Аскеров Б.М. I2,I5
Ахиезер А.И. I6

Барьяхтар В.Г. I6,I7
Барышев Н.С. I8
Басс Ф.Г. I9
Бикин Х.М. I6I
Бир Г.Л. 20
Бобрышева А.И. 2I,22
Бойко И.И. 23
Бонч-Бруевич В.Л. 24,25,26
Ботошан Н.И. II6
Бродин М.С. 27
Буряковский Г.Ю. II4

Васькин В.В. 28
Величкова В.Б. 62
Винецкий В.Л. 29
Восилюс И.И. 30

Ганцевич С.В. I76,I77
Гасумов Г.М. 48
Гашимзаде Ф.М. I5
Генкин Г.М. 3I,32
Гергель В. 33
Гершензон Е.М. 34
Гифейсман Ш.М. I24,I25
Глауберман А.Е. 35
Глинчук М.Д. 36
Гордеев Г.В. 37
Горевский А.С. 28
Грачев В.Г. 36
Грибань В.Н. 38,39
Грибников З.С. 40,4I
Григорьев Н.Н. 42
Гринберг А.А. 43,44
Губанов А.И. 45,46
Гуляев Ю.В. 47
Гурвич Ю.А. 34
Гуревич В.Л. I76,I78
Гуревич Л.Э. 48,49,50,5
Гуревич Ю.Г. I9
Гусева Г.И. 52
Гусейнов Н.Г. 53

Дейген М.Ф. 36,54
Демиденко А.А. 55
Дернович Н.В. I67
Джаксимов Е. 56

Дидух Л.Д. 57
Другова А.А. 24
Дубовский О.А. 4
Дудкин С.И. II0
Дыкман И.М. 42

Евсеев З.Я. 58
Елеонский В. 33
Ерухимов М.Ш. I57

Жадько И.П. 23
Жеру И.И. 54

Завт Г.С. 59
Зильберман П.Е. 60
Зинец О.С. 6I
Зорина Е.Л. 62
Зубкова С.М. 63
Зорина Е.Л. 62
Зырянов П.С. 52

Иванов М.А. 64,65,66
Ильин В.С. 67
Иоффе И.В. 49
Ипатова И.П. 68

Кабисов К.С. I3I
Казаков А.Е. 69
Казаринов Р.Ф. 33,70
Казлаускас А.П. 7I
Калашников В.П. 72
Караваев Г.Ф. 73
Карпенко Б.В. 74
Касаманян З.А. 75
Касиян А.И. 76
Катана П.К. I69
Катилюс Р. I79
Качлишвили З.С. 77
Квашнина Л.Б. 65
Квенцель Г.Ф. 29
Киселев А.А. 78
Клингер М.И. 79,80
Клочихин А.А. 68
Кобылянский В.Б. 57
Коварский В.А. I50
Ковнацкий А.И. 49
Коган В.Г. 8I
Коган Ш.М. 82
Козинская А.И. I6I
Конобеев Ю.В. 5,6
Константинов О.В. 83,84,85
Конюхов В.К. 86
Коровин Л.И. 87,88
Косевич А.М. 89,90,9I,I07
I08
Костюнина Г.П. 67
Котляр И.Я. 2
Кочелап В.А. 4I
Крамер Н.И. 43,44
Кресин В.З. 92
Кривоглаз М.А. 65, 66, 93
Кристофель Н.Н. 59,94,95
Кубарев С.И. 96
Кудинов Е.К. 97
Кудрявцева Н.В. 98,99,I00

Кузнецова Е.М. 101
Кукушкин Л.С. 102
Кулевский Л.А. 86
Кулькин К.М. 103
Кучер Т.И. 104
Кучин В.Л. 105

Ланг И.Г. 106
Левинсон И.Б. 30,71
Ледовская Е.М. 2,8
Леляков А.В. 116
Лифшиц И.М. 107,108
Логачев Ю.А. 2
Лооритс В.А. 109
Лось В.Ф. 66
Лубченко А.Ф. 110
Лузин А.Н. 111
Ляпин В.Г. 112

Мажуолите Г.Э. 71
Малкин Б.З. 11
Маринчук Н.Е. 113
Машкевич В.С. 27,114
Мельников В.И. 40,41
Мень А.Н. 74
Миронов А.Г. 25
Мирцхулава И.А. 115
Москаленко С.А. 22,116,117, 118
Муфтахова Ф.И. 74

Нагаев Э.Л. 69,119
Нагорных Л.Г. 103
Нацик В. 90
Никифоров П.Н. 120
Ницович В.М. 147
Ницович М.В. 147

Образцов Ю.И. 13
Овандер Л.Н. 7,39
Овчинников В.Н. 162
Окулов В.И. 121
Осипов А. 98

Павлов С.Т. 122
Пашабекова У.С. 106
Пекар С.И. 1,55
Пелетминский С.В. 16
Перель В.И. 83,84
Пересада В.И. 123
Перлин Ю.Е. 124,125,126
Пикус Г.Е. 14
Пинскер Т.Н. 127
Пинчук И.И. 128, 180
Писковой В.М. 55
Пойкер К. 129
Покатилов Е.П. 130,131, 132,133
Поляков Ю.И. 10
Поморцев Р.В. 134
Поплавной А.С. 73, 135, 136
Попов В.А. 137
Препелица Б.В. 167
Прохоров А.М. 86
Пурга А.П. 138

Ратнер А.М. I39
Рашба Э.И. 23,4I,I40
Ребане К.К. I4I,I42,I49
Ребане Т.К. 8
Розенфельд Ю.Б. I26
Рознерица Я.А. I68,I69
Романов В.И. 23
Романов Ю.А. I43,I44
Рувинский М.А. 35
Рудашевский Е.Г. I7
Румянцев А.А. 50
Румянцев В.В. I45
Русанов М.М. I32
Рытова Н.С. I46

Савченко М.А. I7
Самойлович А.Г. I47, I80
Сеидов Ю.М. 53
Серебренников П.С. I48
Сидоров А.А. 74
Сильд О.И. I4I,I49
Симонова Н.А. I33
Синявский Э.П. I50
Смирнов В.П. I5I
Спыну В.А. I67
Старостин Н.В. I52,I53
Стасюк И.В. 57
Стафеев В.И. 70
Степанов В.Е. I35
Степанов К.Н. I7
Стрельченко Е.Г. I54
Сугаков В.И. 6I
Сурис В.А. 33,70,82
Схиртладзе Н.М. I7I

Тавгер Б.А. 8I,92,I55,I56, I57
Тарханян Р.Г. I3
Техвер И.Ю. I42
Тихонова Л.В. 99
Топалова М.М. I67
Толпыго К.Б. 58,63,I04,II2, I58
Томчук П.М. 42
Томич Б.С. 7
Трифонов Е.Д. I29
Тульвинский В.Б. I59

Урицкий З.И. II4,I60,I6I

Файн В.М. 3I,32
Фирсов Ю.А. 97,II5

Хаджи П.И. II7
Харитонов Е.В. 88
Харус Г.Ч. I34
Харциев В.Е. I62
Хижняков В.В. I42,I63
Хохлов В. 9I, I08

Царенков Г.В. 84,85
Цвирко Ю.А. I64
Цеквава Б.Е. 55
Церцвадзе А.А. I65
Цукерблат Б.С. I26

Чайковский И.А. I66
Чалдышев В.А. I00,I35,I36
Чебан А.Г. I67,I68,I69

Чеглоков В.И. 170
Черепанов В.С. 103
Чхартишвили Ю.В. 171

Шека В.И. 172
Шека Д.И. 158,172
Широбоков М.Я. 28
Шкловский Б.И. 51
Шмиглюк М.И. 118, 173
Штивельман К.Я. 18
Шуба Ю.А. 159
Шур М.С. 46
Шустер Г.В. 161

Эварестов Р.А. 174
Эпштейн Э.М. 26,175
Эфрос А.Л. 178
Ящин Э.Г. 31,32

Архипов Р.Г. 181
Рябинкин Ю.С. 182
Копаев Ю.В. 183
Чуенков В.А. 184
Горюнова О.Ф. 185

С О Д Е Р Ж А Н И Е

I. Д.И.Абакаров, А.А.Акопян, С.И.Пекар. К теории самофокусировки светового луча в нелинейно поляризующейся среде 3

2. И.В.Абаренков, И.М.Антонова, И.Я.Котляр, Е.М.Ледовская, Ю.А.Логачев. Метод модельного потенциала 4

3. В.М.Агранович. О влиянии статических электрических и магнитных полей на спектр экситона Ванье. 6

4. В.М.Агранович, О.А.Дубовский. Влияние запаздывающего взаимодействия на спектр экситонов в одномерных и двумерных кристаллах 7

5. В.М.Агранович, Ю.В.Конобеев. Теория переноса энергии электронного возбуждения между отдельными молекулами в кристаллах 7

6. В.М.Агранович, Ю.В.Конобеев. К теории правила Урбаха 8

7. В.М.Агранович, Л.Н.Овандер, Б.С.Тошич. К теории нелинейной поляризуемости кристаллов 9

8. М.Н.Адамов, Е.М.Ледовская, Т.К.Ребане. Вариационный расчет мультипольных поляризуемостей F -

центра в щелочно-галоидных кристаллах (приближение точечной решетки) 9
9. А.Б.Алмазов. Восстановление фононных спектров кристаллов по упругим постоянным и критическим точкам . . . . . IO
IO. А.Б.Алмазов, Ю.И.Поляков. Описание структуры зон GaP и $GaAs$ методом тэта-разложений I3
II. Л.К.Аминов, Б.З.Малкин. К вопросу об изменении колебательных спектров кристаллов при возбуждении примесных ионов I4
I2. А.И.Ансельм, Б.М.Аскеров . Квантовая теория эффекта Нернста-Эттингсхаузена в полупроводниках I6
I3. А.И.Ансельм, Ю.Н.Образцов, Р.Г.Тарханян. К квантовой теории термомагнитных токов в полупроводниках I7
I4. А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. Поглощение света и туннельный ток в скрещенных электрическом и магнитном полях I9
I5. Б.М.Аскеров, Ф.М.Гашимзаде. Квантовая теория поперечных гальваномагнитных явлений в полупроводниках с нестандартной зоной 2I
I6. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский.

Квантовая теория термомагнитных явлений 22
17. В.Г.Барьяхтар, Е.Г.Рудащевский, М.А.Савченко, Степанов. Спектры взаимодействующих спиновых и электромагнитных волн в магнетиках 23
18. Н.С.Барышев, К.Я.Штивельман. К теории ударной рекомбинации в полупроводниках со сложной зонной структурой 23
19. Ф.Г.Басс, Ю.Г.Гуревич. Нагрев электронов в полупроводнике высокочастотным полем и связанные с ним эффекты 24
20. Г.Л.Бир. Эффект Яна-Теллера на примесных центрах в полупроводниках 26
21. А.И.Бобрышева. Расчет поперечника упругого рассеяния двух экситонов в борновском приближении 29
22. А.И.Бобрышева, С.А.Москаленко. Угловые зависимости для трехфотонного поглощения. Переходы: между зонами, в экситонные состояния и в локальных центрах 31
23. И.И.Бойко, И.П.Жадько, Э.И.Рашба, В.И.Романов. Электрический пинч в анизотропно деформированном собственном германии 34
24. В.Л.Бонч-Бруевич, А.А.Другова. К теории оптических свойств сильно легированных полупро-

водников 36
25. В.Л.Бонч-Бруевич, А.Г.Миронов. Электрические домены в полупроводниках с горячими электронами 36
26. В.Л.Бонч-Бруевич, Э.М.Эпштейн. О звуко-рекомбинационной неустойчивости в полупроводниках . . . 37
27. М.С.Бродин, В.С.Машкевич. О природе спонтанного и индуцированного излучения при двухфотонном возбуждении в кристаллах CdS и $CdS-CdSe$ . . 38
28. В.В.Васькин, А.С.Горевский, М.Я.Широбоков. О дырочных состояниях в полупроводниках, связанных с границей зерен 40
29. В.Л.Винецкий, Г.Ф.Квенцель. Энергетический спектр электрона в полупроводнике, содержащем гетеропереход 4I
30. И.И.Восилюс, И.Б.Левинсон. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией 43
3I. Г.М.Генкин, В.М.Файн, Э.Г.Ящин. Нелинейные оптические свойства кристаллической решетки. . . 45
32. Г.М.Генкин, В.М.Файн, Э.Г.Ящин. Вклад электрон-фононного взаимодействия в нелинейные свойства кристаллов 46

33. В.Гергель, В.Елеонский, Р.Казаринов, Р.Сурис. Отрицательное поглощение света экситонным конденсатом 47
34. Е.М.Гершензон, Ю.А.Гурвич. О влиянии циклотронного резонанса (ЦР) на гальваномагнитные явления в германии 47
35. А.Е.Глауберман, М.А.Рувинский. Некоторые вопросы теории экситонов Ванье-Мотта 49
36. М.Д.Глинчук, В.Г.Грачев, М.Ф.Дейген. Спин-решеточная релаксация обменно взаимодействующих примесных центров 51
37. Г.В.Гордеев. Низкочастотные колебания плазмы в неполярных полупроводниках 52
38. В.Н.Грибань. К вопросу о спектральной структуре второй гармоники 53
39. В.Н.Грибань, Л.Н.Овандер. Исследование формы тензора нелинейных эффектов в кристаллах. 54
40. З.С.Грибников, В.И.Мельников. Электропроводность полупроводниковых гетеропереходов. . . .55
41. З.С.Грибников, В.А.Кочелап, В.И.Мельников, Э.И.Рашба. Размерные эффекты в многодолинных полупроводниках 56
42. Н.Н.Григорьев, И.М.Дыкман, П.М.Томчук. Электропроводность и гальваномагнитные эффекты в по-

лярных полупроводниках с непараболическим законом дисперсии 59
43. А.А.Гринберг, Н.И.Крамер. Рассеяние света на свете в неполярных полупроводниках 6I
44. А.А.Гринберг, Н.И.Крамер. Поглощение света мелкими примесями в полупроводниках при участии фононов 62
45. А.И.Губанов. Плотность флуктуационных уровней в аморфных полупроводниках 64
46. А.И.Губанов, М.С.Шур. Расчеты колебательных спектров некоторых сложных кристаллических решеток 66
47. Ю.В.Гуляев. К теория увлечения носителей заряда волнами в твердых телах 68
48. Л.Э.Гуревич, Т.М.Гасумов. Разогрев фононов в полупроводниках в сильном электрическом поле и его влияние на электропроводность. 70
49. Л.Э.Гуревич, И.В.Иоффе, А.М.Ковнацкий. Общая теория градиентной неустойчивости тока в полупроводниках 7I
50. Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев. Теория радиационно-электрического эффекта в полупроводниках 72
5I. Л.Э.Гуревич, Б.И.Шкловский. К теории второго звука в полупроводниках 74

52. Б.И.Гусева, П.И.Зырянов. Фонон-фононная релаксация и термоэдс увлечения в электронном германии 75

53. Н.Г.Гусейнов, Ю.М.Сеидов. Магнитные примесные уровни в антиферромагнетиках 77

54. М.Ф.Дейген, И.И.Жеру. О роли нечетных представлений в однофононной спин-решеточной релаксации .78

55. А.А.Демиденко, С.И.Пекар, В.Н.Писковой, Б.Е.Цекавава. Об усилении ультразвука и волн пространственного заряда в полупроводниках. 79

56. Е.Джаксимов. Расчет влияния взаимного "увлечения" электронов и фононов на закон Видемана-Франца в полупроводниках 8I

57. Л.Д.Дидух, В.Б.Кобылянский, И.В. Стасюк. О роли полярных состояний в магнитоупорядоченных системах 84

58. З.Я.Евсеев, К.Б.Толпыго. Микроскопическая теория F-центров в кристалле $NaCl$ 85

59. Г.С.Завт, Н.Н.Кристофель. Теория и расчет искажения примесями колебаний непрерывного спектра в кубических кристаллах 87

60. П.Е.Зильберман. Нелинейная теория звуковой неустойчивости в пьезополупроводниках при больших надкритичностях 89

61. О.С.Зинец, В.И.Сугаков. Экситон Ванье-Мотта, локализованный у заряженной примеси. 90
62. Е.Л.Зорина, В.Б.Величкова. Поглощение света в монокристаллическом $In\,Se$ 91
63. С.М.Зубкова, К.Б.Толпыго. Многоэлектронная теория неполяризующихся экситонов. 93
64. М.А.Иванов. Резонансные явления для локальных колебаний 94
65. М.А.Иванов, Л.Б.Квашнина, М.А.Кривоглаз. Спектральное распределение локальных колебаний . 96
66. М.А.Иванов, М.А.Кривоглаз, В.Ф.Лось. Влияние электрон-фононного взаимодействия на спектральное распределение локальных колебаний. 98
67. В.С.Ильин, Г.П.Костюнина. Дифракция электромагнитных волн на пространственно-временных неоднородностях в твердых телах 100
68. И.П.Ипатова, А.А.Клочихин. К теории ширины линии локальных уровней ионов H^- и D^- в щелочно-галоидных кристаллах 102
69. А.Е.Казаков, Э.Л.Нагаев. Нелинейная задача о распространении тепла в решетке с дефектами . .103
70. Р.Ф.Казаринов, В.И.Стафеев, Р.А.Сурис. Теория диодов из германия с глубокими уровнями. 104

71. А.П.Казлаускас, И.Б.Левинсон, Г.Э.Мажуолите. Особенности разогрева электронов при низкотемпературном рассеянии на оптических фононах. .105

72. В.П.Калашников. Влияние макроскопического тока на спин-решеточную релаксацию электронов проводимости и поляризацию ядер в полупроводниках и полуметаллах в скрещенных магнитном и сильном электрическом полях 107

73. Г.Ф.Караваев, А.С.Поплавной. Исследование энергетического спектра электронов в полупроводниковых соединениях с решеткой халькопирита . . . 108

74. Б.В.Карпенко, Ф.И.Муфтахова, А.Н.Мень, А.А.Сидоров. К исследованию энергетического спектра некоторых простых моделей в полупроводниках со сверхобменным взаимодействием 109

75. З.А.Касаманян. Поведение сильно легированного полупроводника в электрическом поле 110

76. А.И.Касиян. К теории электропроводности ионных полупроводников 112

77. З.С.Качлишвили. К теории низкотемпературного пробоя в очень чистом германии. 113

78. А.А.Киселев. О стабильности конфигураций с почти вырожденным электронным состоянием 114

79. М.И.Клингер. К теории проводимости по примеси. .II5
80. М.И.Клингер. О новых аспектах теории малой подвижности II6
8I. В.Г.Коган, Б.А.Тавгер. О существовании нижней температурной границы сверхпроводимости в полупроводниковых пленках II7
82. Ш.М.Коган, Р.А.Сурис. О резонансном взаимодействии электрона примесного центра с колебаниями решетки II8
83. Рекомбинационно-генерационный (РГ) шум в полупроводниках с двумя сортами носителей II9
84. О.В.Константинов, В.И.Перель, Г.В.Царенков. Общие условия возникновения рекомбинационных волн в полупроводниках I2I
85. О.В.Константинов, Г.В.Царенков. Рекомбинационные волны в ограниченном образце. I23
86. В.К.Конюхов, Л.А.Кулевский, А.М.Прохоров. Природа излучателей, ответственных за стимулированное излучение в *CdS* при двухфотонном возбуждении рубиновым лазером I25
87. Л.И.Коровин. Магнетофононные осцилляции коэффициента поглощения света в области междузонных переходов I25
88. Л.И.Коровин, Е.В.Харитонов. Примесное рассеяние

в теории формы междузонных магнито-оптических осцилляций коэффициента поглощения света I27
89. А.М.Косевич. О законе дисперсии в примесной полосе частот колебаний сложной решетки I28
90. А.Косевич, В.Нацик. Торможение дислокации в кристалле, обусловленное рассеянием упругих волн на примесях I29
9I. А.Косевич, В.Хохлов. О законе дисперсии электрона при наличии примесей донорного типа I29
92. В.З.Кресин, Б.А.Тавгер. Об одном возможном механизме сверхпроводимости в полупроводниковой пленке I29
93. М.А.Кривоглаз. Влияние локальных колебаний на вероятность безызлучательных переходов между близкими энергетическими уровнями. I32
94. Н.Н.Кристофель. Неэлементарность A -полос ртутеподобных центров в ионных кристаллах. . . .I33
95. Н.Н.Кристофель. О локальных электронных уровнях соседей примеси в щелочно-галоидных фосфорах I35
96. С.И.Кубарев. Разновременные расцепления для электронно-фононных систем I37
97. Е.К.Кудинов, Ю.А.Фирсов. Стохастические аспекты теории кинетических явлений. I39

98. Н.В.Кудрявцева, А.Н.Осипов. Законы дисперсии в кристаллах со структурой объемноцентрированной тетрагональной решетки I4I

99. Н.В.Кудрявцева, Л.В.Тихонова. Законы дисперсии в кристаллах ромбоэдрической симметрии. . . I43

I00. Н.В.Кудрявцева, В.А.Чалдышев. Возможные законы дисперсии для электронов в кристаллах. . . I44

I0I. Е.М.Кузнецова. О междузонном поглощении света с учетом поляронов. I46

I02. Л.С.Кукушкин. К температурной зависимости электропроводности легированных полупроводников I47

I03. К.М.Кулькин, Л.Г.Нагорных, В.С.Черепанов. К вопросу о применении методов размерности и подобия в теории полупроводников. I48

I04. Т.И.Кучер, К.Б.Толпыго. Микрорасчет диэлектрической постоянной в кристаллах типа алмаза. . I50

I05. В.А.Кучин. Динамика и термодинамика щелочногалоидных кристаллов, находящихся под действием всестороннего давления. I5I

I06. И.Г.Ланг, У.С.Пашабекова. Пространственная дисперсия длинноволновых оптических колебаний решетки в полярных полупроводниках I52

I07. И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. Об уравнении движения

фонона: а) в искаженном кристалле;
б) в ионном кристалле 153
108. И.Лифшиц, А.Косевич, В.Хохлов. Особенности колебаний кристаллической решетки вблизи протяженных дефектов (дислокаций и плоских дефектов) 153
109. В.А.Лооритс. К теории колебательной структуры многофотонных спектров примесных кристаллов . .154
110. А.Ф.Лубченко, С.И.Дудкин. Поглощение и дисперсия света примесными центрами твердого тела при слабой электрон-фононной связи 155
111. А.Н.Лузин. К теории динамической деформации кристаллической решетки 157
112. В.Г.Ляпин, К.Б.Толпыго. К теории дырочных зон в кристаллах со структурой алмаза и сфалерита .159
113. М.Е.Маринчук. Поверхностный фотоэлектрический эффект с сильно легированных полупроводников. .161
114. В.С.Машкевич, Г.Ю.Буряковский, З.И.Урицкий. Вопросы кинетики индуцированного излучения в полупроводниках 162
115. И.А.Мирцхулава. Теория электрического пробоя в примесных полупроводниках 174
116. С.А.Москаленко, А.В.Леляков, Н.И.Ботошан. Эффекты усиления постоянного электрического

поля и увеличения диэлектрической постоянной светом в полупроводниках и диэлектриках I74

II7. С.А.Москаленко, П.И.Хаджи. О поглощении инфракрасного излучения экситонами благодаря процессам фотоионизации и рассеяния на оптических фононах I77

II8. С.А.Москаленко, М.И.Шмиглюк. О форме экситонных полос поглощения. Учет магнитного поля. . .I80

II9. Э.Л.Нагаев. Экранирование при спиновом механизме проводимости I83

I20. П.Н.Никифоров. О структуре энергетических зон полупроводника $PbSe$ I84

I2I. В.И.Окулов. К квантовой теории термогальваномагнитных явлений в проводниках с анизотропным законом дисперсии I85

I22. С.Т.Павлов, Ю.А.Фирсов. Взаимодействие электронов с фононами, приводящее к переходам спина, и спин-магнетофононный резонанс в полупроводниках. I86

I23. В.И.Пересада. О вычислении изменений термодинамических величин кристаллической решетки, обусловленных локальным дефектом I88

I24. Ю.Е.Перлин, Ш.Н.Гифейсман. Влияние локальных центров на диамагнитную восприимчивость ионных

полупроводников I89
I25. Ю.Е.Перлин, Ш.Н.Гифейсман. Примесное поглощение света в ионных полупроводниках с промежуточной поляронной связью I9I
I26. Ю.Е.Перлин, Ю.Б.Розенфельд, Б.С.Цукерблат. К теории поглощения света и люминесценции в парамагнитных локальных центрах ионных кристаллов I93
I27. Т.Н.Пинскер. Прохождение горячих электронов через металлические пленки I95
I28. И.И.Пинчук. Свойства симметрии термомагнитных эффектов в кристаллах типа $C_{6л}$ и C_{3i} . . .I97
I29. К.Пойкер, Е.Д.Трифонов. О правилах отбора для комбинационного рассеяния света примесными кристаллами. I98
I30. Е.П.Покатилов. Рассеяние электронов на дислокациях в пьезоэлектриках I99
I3I. Е.П.Покатилов, К.С.Кабисов. Двухфононное примесное поглощение света в пьезоэлектрических кристаллах 200
I32. Е.П.Покатилов, М.М.Русанов. Однофононные тепловые переходы донорного электрона в сильных магнитных полях 20I

I33. Е.П.Покатилов, Н.А.Симонова. К вопросу о спиновой релаксации примесного электрона при большом радиусе локального состояния. 202

I34. Р.В.Поморцев, Г.И.Харус. К теории горячих электронов в многодолинных полупроводниках. . .203

I35. А.С.Поплавной, В.Е.Степанов, В.А.Чалдышев. Расчет поверхностных состояний электронов в кристаллах по методу псевдопотенциала. 204

I36. А.С.Поплавной, В.А.Чалдышев. Расчет структуры энергетических зон AlP и GaAs . . .205

I37. В.А.Попов. Об одном механизме уширения линий оптического поглощения в ферромагнетике .207

I38. А.П.Пурга. К теории квантовых переходов между нестационарными состояниями в примесном центре.208

I39. А.М.Ратнер. Исследование безызлучательных процессов в непроводящих средах по данным об излучении лазера. 2I0

I40. Э.И.Рашба. Теория электронно-колебательных спектров молекулярных кристаллов. 2I2

I4I. К.К.Ребане, О.И.Сильд. К теории колебательной структуры спектра легкой примесной молекулы. .2I4

I42. К.К.Ребане, И.Ю.Техвер, В.В.Хижняков. К теории колебательной структуры спектров комбинационного рассеяния света примесных кристаллов .2I6

I43. Ю.А.Романов. Кинетическая теория электромагнитных волн в ограниченной плазме твердого тела 2I8

I44. Ю.А.Романов. Характеристические потери быстрых электронов в кристаллических слоях 220

I45. В.В.Румянцев. Рассеяние электронов средних энергий в электронных полупроводниках 22I

I46. Н.С.Рытова. Резонансное поглощение электромагнитных волн в тонкой пленке 223

I47. А.Г.Самойлович, М.В.Ницович, В.М.Ницович. К теории анизотропии термоэдс 224

I48. П.С.Серебренников. К теории туннельного эффекта. 226

I49. О.И.Сильд, К.К.Ребане. К теории влияния изотопического состава на спектры примесных кристаллов 227

I50. Э.П.Синявский, В.А.Коварский. Квазиклассическая оценка поперечников многофононного захвата в некондоновском приближении для деформационного взаимодействия 230

I5I. В.П.Смирнов. Вычисление энергетических зон в кристалле закиси меди 233

I52. Н.В.Старостин. Вычисление тензора диэлектрической проницаемости в области квадрупольного поглощения в кристалле Cu_2O . Добавочные световые волны. 235

I53. Н.В.Старостин. Структура зон френкелевских экситонов в кристалле закиси меди 236

I54. Е.Г.Стрельченко. К теории осцилляций продольной термоэдс 238

I55. Б.А.Тавгер. Зонная структура электронного спектра в кристаллических полупроводниковых пленках 239

I56. Б.А.Тавгер. Кинетические явления в тонких полупроводниковых пленках. 24I

I57. Б.А.Тавгер, М.Ш.Ерухимов. Нелинейная зависимость тока от электрического поля в тонкой полупроводниковой пленке в квантующем магнитном поле 242

I58. К.Б.Толпыго, Д.И.Шека. Теория собственного поглощения света в щелочно-галоидных кристаллах 244

I59. В.Б.Тулвинский, Ю.А.Шуба. Об относительной роли прямых и непрямых переходов в оптическом поглощении 245

I60. З.И.Урицкий. Метод кинетического уравнения в теории фотопроводимости 246

I6I. З.И.Урицкий, Г.В.Шустер, А.И.Козинская, Х.М.Бикин. Метод функций Грина в теории оптических свойств полупроводников 248

I62. В.Е.Харциев, В.М.Овчинников. Волны просветления при резонансном поглощении монохроматического излучения в кристаллах 250

I63. В.В.Хижняков. Ангармонические эффекты в квазилинейчатых электронно-колебательных спектрах . 25I

I64. Ю.А.Цвирко. Стимулированное рамановское рассеяние на продольных экситонах 253

I65. А.А.Церцвадзе. К вопросу о рассеянии носителей заряда на примесных центрах. 254

I66. И.А.Чайковский. Об одном возможном механизме возгорания оптической рекомбинации в сильном магнитном поле 255

I67. А.Г.Чебан, Б.В.Препелица, И.В.Дернович, М.Н.Топалова, В.А.Спыну. К теории фототермополевого распада однозарядных примесных центров в кремнии и германии 256

I68. А.Г.Чебан, Я.А.Рознерица, П.К.Катана. Исследование некоторых механизмов ионизации и рекомбинации примесных центров под действием внешних

электрических и магнитных полей 257
I69. А.Г.Чебан, Я.А.Рознерица. К теории термополевой ионизации F -центров 258
I70. Е.И.Чеглоков. О корреляционном расщеплении уровней энергии электронов в кристалле 259
I7I. Ю.В.Чхартишвили, Н.М.Схиртладзе. К теории донорных состояний в кремнии и в соединениях типа $A^{III}B^{V}$. 260
I72. В.И.Шека, Д.И.Шека. Локальные уровни в полупроводниках с узкой запрещенной зоной. 262
I73. М.И.Шмиглюк. Об относительных интенсивностях экситонных переходов в кристаллах типа CdS (вюрцит). 263
I74. Р.А.Эварестов. Электронная структура R -центра окраски в щелочно-галоидных кристаллах 267
I75. Э.М.Эпштейн. О поглощении ультразвука в полуметаллах 268
I76. С.В.Ганцевич, В.Л.Гуревич. Усиление звука в полупроводниках типа $n-Ge$ 269
I77. С.В.Ганцевич. К теории электропроводности многодолинных полупроводников в сильном электрическом поле 27I

I78. В.Л.Гуревич, А.Л.Эфрос. К феноменологической теории теплопроводности диэлектриков. 272

I79. Р.Катилюс. Учет анизотропии полупроводника в теории горячих электронов 273

I80. А.Г.Самойлович, И.И.Пинчук. Теория симметрии и термомагнитные эффекты в анизотропных средах 275

I8I. Р.Г.Архипов. К теории электронных переходов и изменения электронного спектра 278

I82. Ю.С.Рябинкин. Теория эффекта Ганна 278

I83. Ю.В.Копаев. Стабилизация кристаллической структуры при фазовом переходе полуметалл-полупроводник 279

I84. В.А.Чуенков. К теории ударной ионизации в ионных полупроводниках 280

I85. О.Ф.Горюнова. Влияние воздействия температурных напряжений в полупроводниках на свойства приборов 28I

А в т о р с к и й у к а з а т е л ь 287

УП всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов. Редакционно-издательский совет Академии наук Эстонской ССР. Таллин, ул. Сакала, 3. Ротапринт АН ЭССР. Заказ 134. МВ-05541. Тираж 400. Печатных листов 19,5. Учетно-издательских листов 8,29. Бесплатно.

TÜ RAAMATUKOGU
1 0300 00262793 5