

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

На правах рукописи

УДК 621.315

Солдатенко Юрий Николаевич

ЭЛЕКТРОННЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
НЕЭКРАНИРУЕМЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПАРАМЕТРОВ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ

(01.04.10 - физика полупроводников и диэлектриков)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Київ - 1992

Работа выполнена в Институте полупроводников АН Украины.
Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Ф.Т. Васько

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
А.А. Чумак

доктор физико-математических наук
Б.Д. Шашина

Ведущая организация: Институт ядерных исследований АН Украины

Защита состоится "___" _____ 1992 г. в ___
часов на заседании Специализированного совета К 018.25.01
при Институте полупроводников АН Украины по адресу:
252028, Киев, проспект Науки 45.

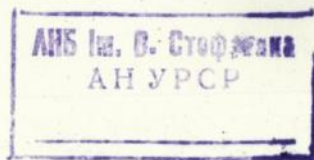
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные
печатью, просим высылать по указанному адресу на имя ученого
секретаря специализированного совета.

Автореферат разослан "___" _____ 1992 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

А.Е.Беляев



ЛНБ України ім.В.Стефаника



00691444 (S)

Актуальность темы. В физике неупорядоченных полупроводников обычно изучаются системы, содержащие случайный потенциал, обусловленный неоднородностью легирования. Сейчас выяснены механизмы локализации носителей заряда в таких системах и разработаны методы исследования кинетических явлений. В связи с широким использованием многокомпонентных сплавов замещения (напр. $Al_xGa_{1-x}As$ или $Cd_xHg_{1-x}Te$) в полупроводниковых приборах возникает необходимость исследования нового типа неупорядоченности в этих сплавах, обусловленной не легированием, а случайными изменениями состава. Возникающие при этом изменения зонной структуры приводят к пространственным неоднородностям не только ширины запрещенной зоны (т.е. появлению случайного потенциала в с- и v-зонах), но и эффективной массы, g-фактора, диэлектрической проницаемости. В случае сильного легирования полупроводниковых сплавов неоднородности потенциальной энергии эффективно экранируются, тогда как приведенные выше неоднородности зонных параметров изменяют кинетические характеристики этих материалов.

Теория кинетических явлений, учитывающая неоднородности состава полупроводниковых сплавов замещения типа $A_{1-x}B_xC$, сейчас не построена. Обычно рассматриваются предельные случаи: а) микронеоднородностей, когда из-за случайного замещения атома А атомом В возникает возмущающий потенциал, приводящий к дополнительному рассеянию электронов ("alloy scattering"); б) гидродинамических неоднородностей, соответствующих главному изменению состава (описывающий явления переноса в вазисонных структурах). Промежуточный случай, когда масштаб неоднородности одного порядка с длиной свободного пробега электрона и требуется кинетическое описание, в литературе не рассматривался. Таким образом, при изучении кинетических явлений в неупорядоченных сплавах замещения возникает новый класс задач, в которых даже малые изменения зонных параметров с составом оказываются не малой поправкой, а могут приводить к качественно новым эффектам.

В сильно легированных полупроводниковых сплавах, когда неоднородности для с-зоны экранируются, неэкранируемыми оказываются неоднородности эффективной массы. Такие неоднородности экранируются лишь "в среднем", т.е. поправки, обу-

словенные неоднородностью эффективной массы, возникают в законе дисперсии если кинетическая энергия электрона отличается от средней, задаваемой химпотенциалом. Физически такой характер экранирования обусловлен тем, что возникающий в электронном газе экранирующий потенциал не может зависеть от кинетической энергии конкретного электрона, задаваемой эффективной массой соответствующей локальному составу, а контролируется только средней энергией. Таким образом, в сильно легированных полупроводниковых сплавах особенности кинетических явлений должны определяться незэкранируемыми неоднородностями эффективной массы, а в магнитном поле также и g -фактора.

При исследовании спиновых эффектов на свободных носителях в полупроводниковых сплавах замещения обычно игнорируют наличие неоднородности состава сплава. Однако, из экспериментов с варизонными слоями известно, что изменение g -фактора и сильные квазиэлектрические поля, возникающие из-за градиента состава, могут существенно влиять на динамику спина электрона. Поэтому представляется важным последовательный учет этих факторов при описании спиновых эффектов в сплавах.

Контроль однородности параметров полупроводниковых сплавов является важной задачей технологии. Используемые для этих целей рентгеноструктурные методы позволяют выявлять лишь крупномасштабные неоднородности, в то время как контроль мелкомасштабных неоднородностей состава (порядка кинетических длин) предполагает использование других подходов и рассмотренные в диссертационной работе кинетические эффекты могут представлять интерес при разработке соответствующих методик.

Цель данной работы состоит в исследовании особенностей электронных кинетических явлений в неоднородных полупроводниковых сплавах замещения и оценке возможностей экспериментального исследования рассмотренных эффектов, а также определения параметров неоднородности сплавов.

Степень научной новизны определяется тем, что впервые:

1. Получено квантовое кинетическое уравнение для неоднородных сплавов и исследовано влияние незэкранируемых неоднородностей эффективной массы на линейный отклик свободных носителей в ИК-диапазоне. Обнаружена зависимость формы линии циклотронного резонанса от классического магнитного поля.

2. Показано, что неоднородность эффективной массы приводит к дополнительному механизму нелинейности в далеком ИК-диапазоне, который может наблюдаться в $Al_xGa_{1-x}As$.

3. Получено уравнение баланса плотности спина с учетом неоднородности g -фактора и обусловленных неоднородностью квазиэлектрических полей; показан тензорный характер спиновой релаксации в неупорядоченных сплавах. Исследована форма линии ЭПР в неоднородном полупроводниковом сплаве.

Научная и практическая ценность работы.

На основе полученных в диссертации результатов в рамках единого подхода объяснены экспериментальные результаты по спиновым эффектам в сплавах (аномально быстрая релаксация спина оптически возбужденных электронов в $Al_xGa_{1-x}As$, неоднородное уширение линии спинового резонанса в $Cd_{1-x}Hg_xTe$), а также предсказаны новые, связанные с неэкранируемыми неоднородностями эффективной массы, механизмы поглощения электромагнитного излучения, генерации третьей гармоники, эффекта Керра, улавления света носителями, которые могут доминировать в далеком ИК диапазоне, где экспериментальные данные пока отсутствуют. Предсказана также зависимость сечения электронного одночастичного рассеяния света от параметров неоднородности состава. Этот эффект, а также исследование формы линии циклотронного и спинового резонанса могут быть использованы для контроля качества сплавов.

Достоверность результатов диссертационной работы обосновывается тем, что расчеты выполнены с использованием современных теоретических методов, допускают правильный переход к известным из литературы частным случаям и сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Неоднородности эффективной массы приводят к дополнительному механизму диссипации электромагнитной волны, частотная зависимость которого отличается от друдевской, а также к зависимости ширины линии циклотронного резонанса от классического магнитного поля.

2. Неоднородности эффективной массы приводят к новому механизму нелинейности в далеком ИК-диапазоне, который может

проявляться в генерации третьей гармоники, электрооптических эффектах, рассеянии ИК-излучения.

3. Релаксации спина свободных носителей в полупроводниковых сплавах контролируется сильными квазиэлектрическими полями, пропорциональными градиенту состава, и неоднородностями g -фактора.

4. Форма неоднородно уширенной линии электронного парамагнитного резонанса зависит от соотношения масштаба неоднородности и длины релаксации импульса электрона являясь переходной между лоренцевской и гауссовской спектральными зависимостями.

Апробация работы: основные результаты работы докладывались на Двенадцатом Совещании по теории полупроводников (Ташкент, 1985), Тринадцатом Совещании по теории полупроводников (Ереван, 1987), Четырнадцатом Совещании по теории полупроводников (Донецк, 1990), Пятнадцатом Совещании по теории полупроводников (Львов, 1992), Уральской зимней школе (Свердловск, 1991), на семинарах в ИП АНУ, ИЯИ АНУ.

Публикация результатов диссертации: основное содержание диссертации отражено в 5 статьях и 4 тезисах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 115 машинописных страниц, включая 8 рисунков и список литературы из 103 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность темы, определяется цель работы, приводится краткое содержание глав диссертации и формулируются основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 содержит описание методов, необходимых для теоретического исследования особенностей кинетических явлений в неоднородных полупроводниковых сплавах.

В 1.1 обсуждаются особенности метода эффективной массы для неоднородных сплавов, анализируются пределы применимости такого приближения. Здесь же представлены, получаемые из обработки экспериментальных данных, коэффициенты для сплавов $Al_xGa_{1-x}As$, $Cd_xHg_{1-x}Te$, связывающие эффективные параметры модельного гамильтониана (эффективная масса, g -фактор и др.)

с зонной структурой при заданном составе сплава.

В 1.2 получено квазиклассическое кинетическое уравнение (пригодное при плавном, на масштабе де-Бройлевской длины волны электрона, изменении состава) для вигнеровской функции распределения, которая является матрицей 2×2 ,

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + v_{pr} \nabla - \nabla E_{pr} \frac{\partial}{\partial p} - \hat{I}_c \right\} f_{prt} + \frac{i}{2} \left[\sigma \cdot \Omega_{prt}, f_{prt} \right] = \quad (1)$$

$$= e \left(E_{rt} + \frac{1}{c} [v_{pr} \times H_{rt}] \right) \frac{\partial f_{prt}}{\partial p},$$

где $E_{pr} = p^2/2m_r + \epsilon_r^c + e\phi_r$ - полная энергия электронов учитывающая пространственное изменение как положения дна зоны проводимости ϵ_r^c так и эффективной массы m_r , ϕ_r - потенциал экранирования, а Ω_{prt} определяет прецессию недиагональной части f_{prt} за счет спин-орбитального взаимодействия с градиентом состава сплава. Особенность кинетического уравнения в случае неоднородных сплавов связана с координатной зависимостью не только потенциальной энергии, из-за изменения ϵ_r^c , но и кинетической, из-за координатной зависимости эффективной массы. Здесь же рассмотрена модификация интеграла столкновения \hat{I}_c в случае рассеяния носителей на заряженной примеси.

В 1.3 обсуждается экранирование неоднородностей состава сплава. Показано, что если при малых концентрациях свободных носителей закон дисперсии определяется, главным образом, неоднородностями потенциальной энергии ϵ_r^c , то при сильном легировании, когда $(r_0/\ell_c)^2 \ll 1$, (r_0 - радиус экранирования, ℓ_c - масштаб неоднородности), неоднородности дна зоны проводимости заэкранируются, и в законе дисперсии останутся лишь незэкранируемыми неоднородностями эффективной массы

$$E_{pr} = \epsilon_p + (\bar{E} - \epsilon_p) m_r / m \quad (2)$$

где \bar{E} - средняя энергия носителей.

Таким образом, в сплавах может реализоваться новый тип неупорядоченности, обусловленный неоднородностью не потенциальной, а кинетической энергией носителей.

В Главе 2 рассмотрены особенности распространения длинноволнового электромагнитного излучения в неоднородных полупроводниках с высокой концентрацией свободных носителей.

Незэкранируемые неоднородности эффективной массы носите-

тия (2) обуславливают новый механизм поглощения ИК-излучения. Физическая интерпретация такого поглощения понятна при записи уравнений движения электрона

$$\frac{dr_t}{dt} = eE \cos(\omega t) \quad , \quad \frac{dr_t}{dt} = p_t / m(r_t) \quad (3)$$

в однородном электрическом поле $E \cos(\omega t)$. Возникающий при $m_r = \text{const}$ ток $ep_t / m(r_t)$ будет, из-за изменения эффективной массы на траектории (r_t, p_t) , содержать $\sim \cos(\omega t)$ вклады, которые и дают ненулевой вклад в (усредненную по периоду) поглощаемую мощность.

Расчет высокочастотного ($\omega \tau_p \gg 1$) отклика свободных носителей приведен в 2.1 на основе линеаризованного кинетического уравнения, получаемого из (1) суммированием по спиновой переменной. Предложена процедура приближенного решения такого типа уравнений, основанная на том, чтобы при домножении (1) на (m_r / m) переменной по объему считать частоту электромагнитного поля. При этом уравнения движения сильно упрощаются, т.к. во втором уравнении (3) исчезает координатная зависимость, и в первом приближении траекторию движения можно считать прямолинейной, либо осциллирующей в магнитном поле. Поправки обусловленные силой $F_{gr} = (m_r / m) \partial E_{gr} / \partial p$ оказываются пропорциональными квадрату относительного изменения эффективной массы и могут быть учтены как малое возмущение.

Показано, что нелокальность тензора проводимости для неоднородных полупроводниковых сплавов обусловлена как изменяющаяся с составом равновесной функцией распределения $f(E_{gr})$, так и частотой $\omega_r = \omega(m_r / m) = \omega(1 + \delta_r)$

$$\sigma_{\omega}^{(uv)}(r, r') \sim \int_{\mu}^{\sigma} \left[\frac{\partial f(E_{gr})}{\partial p_{\mu}} \right] \int_{-\infty}^{\sigma} dt p_t^{\nu} \delta \left(r - r' + \int_0^t \sigma \frac{p_t}{m} \right) \exp \left[\lambda t - i \int_0^t \sigma \omega(r_t) \right] \quad (4)$$

(d - скорость изменения эффективной массы при изменении состава x_r и $\delta_r = (x_r - \langle x \rangle)$ описывает его отклонение среднего $\langle x \rangle$).

В 2.2 исследовано поглощение ИК-излучения свободными носителями с законом дисперсии (2). Усреднение флуктуирующей частоты в экспоненте приводит к дополнительному, наряду со столкновительным, обрезанию интеграла по времени в (4), что можно трактовать как новый механизм поглощения из-за неодно-

родностей эффективной массы ¹, $d_{\omega} = \Omega_p^2 \tau_c / v_F \cdot \psi(\omega \tau_c / v_F)$ где $\psi(x)$ представлен на рис.1 для различных ξd . Обрезающий фактор

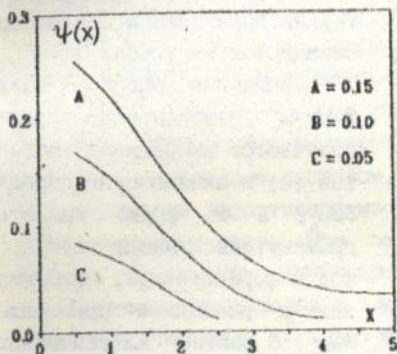


Рис.1

возможно наблюдение этого механизма на фоне столкновительного поглощения при условии $(t_c / t_F) \ll (\xi d)^2$. Оценка для такого механизма в $Al_xGa_{1-x}As$ дает $d_{\omega} \leq 10 \text{ см}^{-1}$ при концентрации электронов 10^{17} см^{-3} что уже превышает друдевское поглощение для $\lambda = 10 \text{ мкм}$.

В 2.3 рассмотрено влияние неоднородностей эффективной массы на форму линии циклотронного резонанса. Наличие сильной зависимости поглощения от соотношения корреляционной длины и длины пробега электрона за период изменения электромагнитного поля (см. рис.1) приводит к зависимости формы резонансной линии от диапазона резонансных частот ω_c , определяемых магнитным полем.

В резонансном приближении коэффициент циклотронного поглощения в классических магнитных полях для данного механизма записывается в виде

$$d_{\perp}(\Delta\omega) \approx \frac{\Omega_p^2 \tau_c}{4c} \sqrt{\frac{1}{2} \int_0^1 d\xi \frac{(1-\xi^2)}{\xi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\sigma \exp\left[i \frac{\Delta\omega \tau_c}{v_F \xi} t - \frac{1}{\xi^2} \phi_t \right], \quad (6)$$

где интеграл по $d\xi$ возникает из-за усреднения по углу между \mathbf{r}

¹ В Приложении 1 показано, что изменения эффективной массы в варизонном квантовом слое определяет новый механизм оптических переходов между размерно-квантованными подзонами под действием параллельного слоя электрического поля ИК излучения

и н. В предельном случае сильных магнитных полей, когда $\omega_c \ell_c \gg v_F \cdot \bar{\epsilon}_t$ определяется только параллельной полю составляющей импульса.

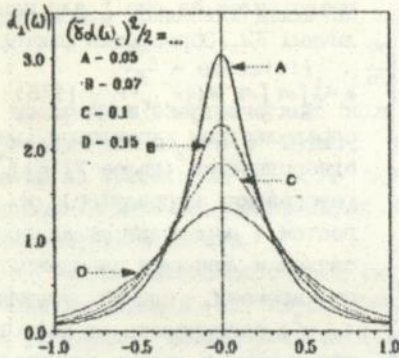


Рис.2

уменьшение амплитуды пика и его уширение (См. рис.2).

В 2.4 показано, что учет свободных носителей качественно меняет картину распространения ИК-излучения в сплавах с неоднородностями высокочастотной диэлектрической проницаемости решетки $\delta \epsilon_r = (\epsilon_r - \bar{\epsilon})$, $\bar{\epsilon} = \langle \epsilon_r \rangle$. Появляется дополнительный вклад связанный с возмущением продольной составляющей поля, пространственная дисперсия которой определяется не длиной волны λ , а масштабом флуктуаций диэлектрической проницаемости ℓ_c . При условии $\ell_c \ll \lambda$ становится эффективным ее поглощение по механизму Ландау, т.к. условие $\omega \sim v_F / \lambda$ заменяется на $\omega \sim v_F / \ell_c$, что и определяет дополнительный вклад в $\text{Im}(\epsilon_c(k, \omega))$ со спектральной зависимостью $\text{Im}Q_1(\omega) \approx (\rho_p / \omega)^2 I(\omega \ell_c / 2v_F)$, где $I(x) = 2\sqrt{x} \text{Ei}(-x^2)$ выражается через интегральную показательную функцию.

Сравнение такого механизма с механизмом, обусловленным неоднородностью эффективной массы, позволяет заключить, что при $\bar{\epsilon} = 0.01 + 0.05$, в случае $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, преобладает последний.

В Главе 3 рассмотрена нелинейная восприимчивость электронного газа в далеком ИК-диапазоне, обусловленная неэкранируемыми неоднородностями их эффективной массы. Возможность такой нелинейности, как и в случае линейного отклика, понятна при записи тока $e r_i / m(r_i)$ (r_i и p_i - заданы уравнениями движения (3)), возбуждаемого полем $E \cos(\omega t)$, так что при $m(r) \neq \text{const}$ появляются гармоники отклика.

В 3.1 изучается рассеяние света электронами с законом дисперсии (2). Вклад, обусловленный флуктуациями плотности заряда, при высоких концентрациях свободных носителей подавляется из-за сильного экранирования, и рассеяние света происходит лишь за счет незэкранируемых флуктуаций параметров, которые определяют зонную структуру полупроводников.

В легированных полупроводниковых сплавах с пространственно неоднородным составом, незэкранируемыми оказываются неоднородности эффективной массы, что приводит к новому механизму рассеяния света. При $\hbar\omega_1 \ll \epsilon_a$ (ϵ_a - ширина запрещенной зоны, ω_1 - частота возбуждающего излучения) взаимодействие электромагнитной волны с электронами задается квадратичным по векторпо-тенциалу $A(r)$ вкладом зависящим от эффективной массы

$$\left(\frac{e}{c}\right)^2 \sum_j A(r_j)^2 / 2m(r_j). \quad (7)$$

Поэтому в структурном факторе $S(q, \omega)$, определяющем сечения рассеяния, при вычислении матричного элемента вместо $\psi(r) = \exp(iqr)$ возникает $\psi(r) = \exp(iqr) (m/m_0)$. Предполагая обычную связь входящего в $S(q, \omega)$ коррелятора и отклика на пропорциональное $\psi(r) \exp(-i\omega t)$ внешнее поле для структурного фактора в бесстолкновительном приближении ($\ell_F \gg \ell_c$), с точностью до δ^2 вкладов, получается

$$S(\omega, q) = \frac{3}{4} \frac{n\sqrt{\hbar}/\epsilon_F}{[1 - \exp(-\hbar\omega/T)]} \left[(r_{nc}q)^4 F\left(\frac{\omega}{qv_F}\right) + (\alpha\delta)^2 \left(\frac{r_{nc}}{\ell_c}\right)^4 \sigma\left(\frac{\omega}{v_F} \ell_c, \frac{q\ell_c}{2}\right) \right] \quad (8)$$

Здесь первое слагаемое обусловлено флуктуациями зарядовой плотности, второе - эффективной массы (спектральная зависимость σ для разных $(q\ell_c/2)$ приведена на рис.3).

Из сравнения максимального значения структурного фактора для этого механизма с другими вкладами найдено условие при котором такой механизм будет доминировать.

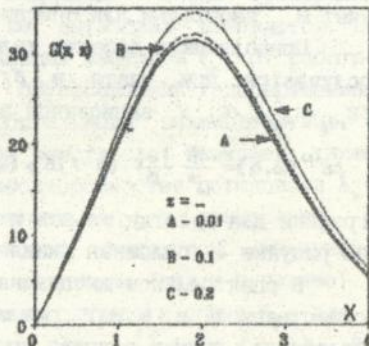


Рис.3

Для $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ с $\bar{\epsilon} \approx 0.02$ и $\epsilon_c \approx 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ (3) рассмотренный механизм может оказаться преобладающим при концентрациях порядка 10^{17} см^{-3} и длине волны возбуждающего излучения близкой к 1 мкм.

В 3.2 вычислен индуцируемый в поле однородной волны накачки $E_{rt} \equiv E_c - E_{exp}(-i\omega t)$ ток на утроенной частоте. В высокочастотном приближении $\omega t_m \gg 1$ добавки к равновесной функции распределения находились из (1) итерациями по степеням ω^{-1} . Получаемое после усреднения выражение для плотности тока будет отличаться от вклада обусловленного непараболичностью заменой ϵ_σ на $(\delta d)^2 / m(\omega \epsilon_c)^2$. Для $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ с $\bar{\epsilon} \approx 0.02$ и $\epsilon_c < 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ такой механизм доминирует в диапазоне концентраций $(2+8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при длине волны накачки 100-300 мкм.

Неоднородности эффективной массы приводят также к новому механизму анизотропного вклада в поляризуемость рассмотренную в 3.3. Области с различной эффективной массой m_r вносят разные вклады в отклик на неоднородное (из-за неоднородности диэлектрической проницаемости решетки ϵ_r) высокочастотное поле. При усреднении этих неоднородных вкладов в средстве с током возникает как различие показателей преломления $n \sim V_{dr}^2$, так и добавка, определяемая пропорциональными $(q \cdot V_{dr})$ слагаемыми, описывающая увлечение излучения током. Высокочастотная добавка $\delta f_{pr\omega}$ к стационарной функции распределения электронов f_{pr}^0 , содержащей линейную и квадратичную по тянущему полю F_r добавки $\delta f_{pr}^{(1,2)}$, находилась итерациями из (1), а учет $n_{r\omega}$ необходим для описания линейного по q вклада.

Приводящий к эффекту увлечения $\sim \epsilon_{\mu\nu}(q, J)$ вклад в $\Delta \epsilon_{\mu\nu}^{(1)}$, получается при учете в $\delta f_{pr}^{(1)}$ флуктуирующей составляющей $\delta E_{r\omega} = E_{r\omega} - \langle E_{r\omega} \rangle$, записанной в первом порядке по δz

$$\Delta \epsilon^{(1)}(\omega, q) = \frac{4\pi}{\omega^3} \frac{|e|}{m} (q \cdot J) \delta^2 r (d+r) F \left(\frac{\omega \epsilon_c}{2c} \sqrt{\frac{z}{\epsilon}} \right), \quad (9)$$

графики для действительной и мнимой частей $F(z)$ представлены на рисунке 4 (сплошная линия и пунктир соответственно).

В спектральном диапазоне 1 мкм дисперсия $F(z)$ будет существенной и может реализоваться спектральная инверсия увлечения, причем в узкой спектральной области вблизи $\text{Re} F = 0$ эффект будет определяться мнимой частью (9).

Для анизотропной части $\sim V_{dr}^2$ вклада в диэлектрическую

проницаемость получается

$$\Delta \epsilon_{\perp}^{(2)} - \Delta \epsilon_{\parallel}^{(2)} = \Gamma \frac{4\pi e n}{m \omega^2} \bar{\epsilon}^2 \frac{v^2}{(\omega \epsilon_c)^2} \quad \Gamma = \frac{32d}{225} [71d + 26] \quad (10)$$

причем (10) и вклад, обусловленный непараболичностью, различаются частотной зависимостью, так как вместо параметра $\Gamma \bar{\epsilon}^2 / m (\omega \epsilon_c)^2$ содержит ϵ_a . Поэтому рассматриваемый здесь механизм оказывается более эффективным в низкочастотной области где $m/\epsilon_a < \Gamma \bar{\epsilon}^2 / (\omega \epsilon_c)^2$.

Для сплава $Al_x Ga_{1-x} As$ ($\epsilon_c \approx 10^{-6} \text{ см}$ и $\bar{\epsilon} \approx 0.03$) возникающий из-за неоднородности

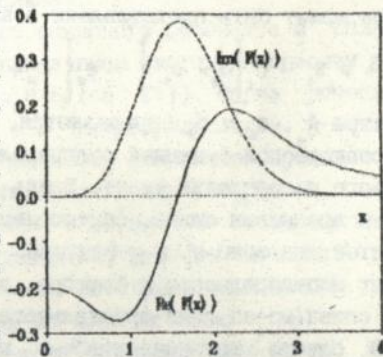


Рис. 4

механизм анизотропного вклада в поляризуемость может преобладать над вкладом обусловленным непараболичностью при $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$, однако если линейный может наблюдаться при $\lambda = 10 \text{ мкм}$, то квадратичный лишь при $\lambda = 100 \text{ мкм}$.

В Главе 4 рассмотрены особенности спиновых эффектов в неоднородных сплавах. Механизм переворота спина за счет эффективного спин-орбитального взаимодействия с градиентом состава сплава определяется масштабом потенциала ϵ_c . Если этот масштаб меньше де-Бройлевской длины волны λ_c , то переворот спина происходит при отдельных актах рассеяния (механизм Эллиота-Йфета). Если же потенциал изменяется на расстояниях, больших длины релаксации импульса ℓ_m , то работает механизм Дьяконова-Переля, обусловленный одновременной прецессией спина за счет спин-орбитального взаимодействия с электрическим полем и рассеянием импульса. Возможен также случай промежуточного масштаба неоднородностей потенциала $\lambda_c < \ell_c < \ell_m$, когда переворот спина связан с его прецессией в электрическом поле и не зависящим от конкретного механизма рассеяния затуханием (аналогично затуханию Ландау в плазме).

В 4.1 получены уравнения баланса плотности спина S_{rt} для произвольных соотношений ℓ_c и λ_c . ℓ_m ($S_{rt} = \frac{1}{V} \sum_P \text{tr}(\sigma \hat{f}_{prt})$). В

предельном случае ($\epsilon_c \ll \lambda_e, \epsilon_m$), обусловленные неоднородностью малые добавки в эффективном гамильтониане являются возмущением, которое приводит к перевороту спина электрона и уравнение баланса может быть представлено в виде

$$\frac{\partial s_l}{\partial t} + \nu_l s_l - c_1 \left[\Omega_n \times s_l \right] - c_2 \left[\Omega_n \times \left[\Omega_n \times s_l \right] \right] = 0, \quad (11)$$

параметры ν_l , c_1 и c_2 определяются, с точностью до $\sim \delta^2$ вкладов, равновесной функцией распределения учитывающей энергию спинового расщепления ($\sigma \cdot s$). Здесь c_1 задает перенормировку частоты прецессии спина, обусловленную интерференцией неоднородностей дна зоны ϵ_r^c и g -фактора, c_2 - анизотропную релаксацию за счет неоднородности g -фактора, а частота ν описывает переворот спина из-за спин-орбитального взаимодействия.

В случае крупномасштабных неоднородностей $\epsilon_m, \epsilon_c \gg \lambda_e$ гидродинамическое уравнение баланса получается из (1)

$$\frac{\partial s_{rl}}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial q_{rl}^j}{\partial r_j} + \left(\frac{\partial s_{rl}}{\partial t} \right)_{\infty} - \left[\Omega_r \times s_{rl} \right]_l = 0 \quad (12)$$

Связь выражений для тензора спинового потока q_{rl}^j и релаксационного вклада $\left(\partial s / \partial t \right)_{\infty}$ с вектором спиновой плотности s_{rl} находятся при решении (1) и зависит от соотношения ϵ_m и ϵ_c . Так если $\epsilon_m > \epsilon_c$ то за время релаксации импульса τ_m вклад квазимагнитного поля неоднородностей в переороты спина электрона успевают самоусредниться и вектор спиновой плотности оказывается однородным по объему (диффузионный вклад в (12) выпадает), уравнение баланса преобразуется к (11). При обратном неравенстве $\epsilon_m < \epsilon_c$ вектор спиновой плотности зависит от локального состава сплава и (12) принимает диффузионный вид с неоднородной по образцу релаксацией. Заметим, даже в случае $\epsilon_m > \epsilon_c$, $\left(\partial s / \partial t \right)_{\infty}$ имеет тензорный вид и определяет анизотропную релаксацию из-за неоднородности g -фактора.

В 4.2 рассмотрена релаксация спина электронов, обусловленная неоднородностями состава, и представлено сравнение с экспериментальными данными для $Az_x Ga_{1-x} As$, где изучалось время релаксации спина оптически ориентированных электронов при возбуждении их циркулярно поляризованным излучением. Показано, что измеренное на серии образцов время релаксации, $(0.5 + 1.7) \cdot 10^{-10}$ с, и его температурная зависимость ($\sim T^{-2+3}$)

может быть объяснена лишь переверотом спина на крупномасштабных неоднородностях состава, когда $\delta/\epsilon \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$ (механизм Дьяконова-Переля, имеющий такую же температурную зависимость дает время на два порядка больше).

Особенности электронного спинового резонанса в сплавах, обсуждаемые в 4.3, понятны при записи частоты прецессии спина электрона $\Omega_{pr} = (\gamma \delta_r \times p) / 2m_e + g_s \mu_B H / \hbar$ (см. (1)). Форма резонансного пика будет определяться как неоднородностями g -фактора, так и релаксацией спина по механизму Дьяконова-Переля за счет его случайной прецессии (первое слагаемое в Ω_{pr}).

При $\epsilon_c \gg \epsilon_m$ спектральная зависимость восприимчивости описывается диффузионным уравнением, решение которого представлялось в виде континуального интеграла. При слабой диффузии $\delta/\epsilon_c \ll \delta \Delta \Omega_B$, реализующейся на хвостах линии ($|\delta \omega| > \delta \Delta \Omega_B$) спектральная зависимость является промежуточной между лоренцевской и гауссовской, переходя к чисто гауссовской при условии $\nu \ll \delta \Delta \Omega_B$. При малых расстройках диффузионный вклад становится существенным и континуальный интеграл вычислялся в сомосогласованном приближении. Спектральная зависимость теперь оказывается лоренцевской с зависящим от магнитного поля, из-за неоднородности g -фактора, временем релаксации.

Для промежуточного масштаба неоднородности $\epsilon_c \ll \epsilon_m$, когда уравнение баланса имеет вид (11), линия является чисто лоренцевской с временем релаксации зависящим от Ω_B .

Результаты сопоставляются с экспериментальными данными для $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ при $x=0.2$ и 0.4 . Определяемый по ширине резонансной линии параметр $\delta \epsilon_c$, в обоих случаях оказался порядка 10^{-9} см , хотя магнитные поля отличались в 17 раз, что свидетельствует о неплохом описании магнитополевой зависимости.

В Заключении сформулированы основные результаты работы, состоящие в следующем:

1) Найдено, что в сильно легированных полупроводниковых сплавах, когда длинноволновые неоднородности для зоны проводимости экранированы, неоднородности эффективной массы не экранируются.

2) За счет неоднородностей эффективной массы возникает дополнительный механизм поглощения на свободных носителях,

имеющий более плавную чем друденский (пропорциональный ω^{-2}) частотную зависимость.

3) Неоднородности эффективной массы обуславливают уширение линии циклотронного резонанса, причем ее форма оказывается зависящей от классического магнитного поля.

4) Флуктуирующая компонента электромагнитного поля, возникающая из-за неоднородности диэлектрической проницаемости решетки, эффективно поглощается по механизму Ландау при $\omega \sim v/\ell_c$.

5) Показано, что при высоких концентрациях носителей, когда одночастичное рассеяние света на флуктуациях зарядовой плотности подавлено экранированием, становится существенным рассеяние на неоднородностях эффективной массы, которое должно проявляться в виде широкой линии с максимумом при $\Delta\omega \sim 2V_F/\ell_c$.

6) В далеком ИК-диапазоне нелинейная восприимчивость свободных носителей может определяться незэкранируемыми неоднородностями эффективной массы.

7) Релаксация спина электронов в сплавах имеет тензорный характер и зависит от соотношения между масштабом неоднородности ℓ_c , де-Бройлевской λ_D и импульсной ℓ_m длиной. При $\lambda_D < \ell_c < \ell_m$ релаксация определяется прецессией флуктуирующей части функции распределения в квазиэлектрическом поле и независим от конкретного механизма рассеяния затуханием (аналогично затуханию Ландау). Учет малых длинноволновых неоднородностей состава объясняет аномально быструю релаксацию спина в $Al_xGa_{1-x}As$.

8) Неоднородность g -фактора может приводить к заметному уширению линии электронного спинового резонанса, которая имеет при $\ell_c \rightarrow \infty$ гауссовский вид. С уменьшением ℓ_c становится существенным спин-орбитальное взаимодействие с градиентом неоднородности состава сплава и линия переходит к лоренцевскому виду с полушириной, определяемой поперечной частью тензора времени релаксации спина.

9) Неоднородность эффективной массы в квантовых ямах приводит к нарушению правил отбора, при этом становятся возможными переходы между размерно-квантованными подзонами под действием параллельного слою электрического поля ИК-излучения.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н. Энергетический спектр и ИК-оптика электронов в гетероструктурах. // В сб.: XII Всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов. - Ташкент, 1985, С.142.
2. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н., Энергетический спектр и оптические переходы электронов в размерно-квантованном варизонном слое. // ФТП, 1986, Т.20, 920-922.
3. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н. Релаксация спина электрона на неоднородностях состава полупроводниковых сплавов // ЖЭТФ, 1987, Т.92, С.199-207.
4. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н. Кинетика электронов проводимости в полупроводниковых сплавах замещения с флуктуациями состава. // В сб.: XIII Всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов. - Ереван, 1987, С.72.
5. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н. Поглощение ИК-излучения в полупроводниковых сплавах, обусловленное флуктуациями массы свободных носителей. // УФЖ, 1988, т.33, в.5, С.673-675.
6. Солдатенко Ю.Н. Электронный спиновый резонанс в неоднородных полупроводниковых сплавах. // В сб.: XIV Всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов. - Донецк, 1989, С.124.
7. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н., Электронный спиновый резонанс в неоднородных полупроводниковых сплавах. // ФТТ, 1991, т.33, N4, с.1178-1186.
8. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н., Эффективная диэлектрическая проницаемость электронов в неоднородных полупроводниковых сплавах // ЖЭТФ, 1991, т.99, в.2, с.492-503.
9. Васько Ф.Т., Солдатенко Ю.Н. Нелинейные оптические эффекты на электронах неоднородных полупроводниковых сплавов // В сб.: XV Всесоюзное совещание по теории полупроводников. Тезисы докладов. - Львов, 1992, С.24.

Електронні кінетичні явища, зумовлені неекранованими неоднорідностями параметрів напівпровідникових сплавів.

Анотація

В напівпровідникових сплавах з високою концентрацією носіїв струму неоднорідності для с-зони екрануються в той час як неоднорідності ефективної маси залишаються неекранованими. Останні можуть екрануватися лише "в середньому", тобто в законі дисперсії з'являються поправки при умові, що кінетична енергія електрона відрізняється від середньої, контрольованої хімпотенціалом. Таким чином при вивченні особливостей кінетичних явищ в напівпровідникових сплавах необхідно враховувати неекрановані неоднорідності ефективної маси, а в магнітному полі також g -фактора.

В дисертації показано що:

1. Неоднорідності ефективної маси в напівпровідникових сплавах не екрануються.
2. За рахунок неоднорідностей ефективної маси виникає додатковий механізм поглинання на вільних носіях струму.
3. Неоднорідності ефективної маси зумовлюють модифікацію форми лінії циклотронного резонанса в класичному магнітному полі.
4. Зумовлена неоднорідністю проникливості решітки компонента інфрачервоного випромінювання поглинається по механізму Ландау.
5. При високих концентраціях носіїв неоднорідності ефективної маси є важливим механізмом розсіювання світла, завдяки яким виникає широка лінія з максимумом при $\Delta\omega \sim 2V_F / c$.
6. Неоднорідності ефективної маси зумовлюють новий механізм генерації третьої гармоніки в далекому ІЧ-діапазоні.
7. Релаксація спіна електронів в сплавах має тензорний характер і залежить від співвідношення між масштабом неоднорідності, де-Бройлевської та імпульсної довжинами. Такий механізм пояснює аномально швидку релаксацію спіна в $Al_xGa_{1-x}As$.
8. Неоднорідність g -фактора проявляється в значній модифікації лінії електронного спінового резонансу, що відзначалось в експериментах на $Cd_xHg_{1-x}Te$.
9. Із-за неоднорідності ефективної маси стають можливими переходи в квантові ямі під дією паралельної до однієї з осей електричної компоненти інфрачервоного випромінювання.

AMS Ін. В. С. 1984
АН УРСР

МТП "Киев" Заказ № 126 тир. 100 шт.
Печать офсетная. ул. Клиническая 25

169171

Ав 26.278

АВ 26.278

Бесплатно