

На правах рукописи

Карапетян Сергей Артурович

**ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА
ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА
КИНЕТИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В
РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность 01.04.10 —
«Физика полупроводников»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Тирасполь — 2019

Работа выполнена в Приднестровском Государственном Университете им. Т.Г. Шевченко.

Научный руководитель: д-р физ.-мат. наук, проф.
Синявский Элерланж Петрович

Официальные оппоненты: **Фамилия Имя Отчество**,
доктор физико-математических наук, профес-
сор,
для места работы,
должность
Фамилия Имя Отчество,
доктор физико-математических наук,
Основное место работы,
должность

Ведущая организация: Ведущая организация

Защита состоится **DD mmmmmmmmm YYYYY** г. в **XX** часов на заседании диссертационного совета **NN** при **Название учреждения** по адресу: **Адрес**.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке **Название библиотеки**.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: **Адрес**, ученому секретарю диссертационного совета **NN**.

Автореферат разослан **DD mmmmmmmmm YYYYY** года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
NN,
д-р физ.-мат. наук **Фамилия Имя**
Отчество

Актуальность темы. Исследования кинетических явлений (процессы переноса, оптические свойства) в наносистемах продолжают привлекать внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Это связано с тем, что энергетический спектр носителей в таких системах (движение электронов вдоль ширин квантовой ямы, вдоль радиуса квантовой проволоки являются финитными) принципиальным образом отличаются от объемных материалов. Именно появление размерно-квантованных зон проводимости (как и валентных зон) создает новые каналы поглощения и люминесценции света, что безусловно расширяет возможности приборного приложения таких квантовых систем в оптоэлектронике. Изучение процессов рассеяния носителей на шероховатой поверхности является важным и актуальным, так как позволяет понять большие значения подвижности, экспериментально наблюдаемые в тонких наноструктурах, объяснить большие (порядка 10^3см^{-1}) значения коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны в инфракрасной области спектра. При низких температурах и тонких нелегированных наносистемах рассеяние носителей на шероховатой поверхности может оказаться доминирующим механизмом рассеяния, определяющим физические свойства квантовых систем. Заметное влияние внешних полей (например поперечного электрического поля) на процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности представляются перспективным для создания различных приборов из наноструктур, кинетическими процессами в которых можно управлять. Таким образом, исследования кинетических явлений в размерно-ограниченных системах являются перспективными и актуальными.

Связь работы с научными программами, планами, темами
Диссертационная работа выполнялась по планам кафедры теоретической физики и научно исследовательской лаборатории “Полярон” Приднестровского государственного университета им Т.Г. Шевченко, а так же по научному плану лаборатории физической кинетики ИПФ АН Молдовы. Некоторые разделы работы выполнены в рамках Украинского научно-технического центра (грант №5062), STCU (грант №5929)

Объект исследования: Полупроводниковые и полуметаллические низкоразмерные структуры (квантовые ямы и квантовые проволоки) во внешних постоянных электрическом и магнитном полях.

Предмет исследования: Электропроводность, термоэдс, коэффициент поглощения света в низкоразмерных структурах во внешних полях с учетом взаимодействия носителей заряда с шероховатой поверхностью.

Цель работы заключается в теоретическом исследовании влияния процессов рассеяния носителей на шероховатой поверхности наноструктуры во внешних полях (поперечных электрическом и магнитном полях) на оптические свойства и процессы переноса заряда (подвижность, термоэдс) в размерно-ограниченных системах (квантовые ямы, нанопроволоки). Для достижения цели следует решить **следующие задачи**

- Теоретически исследованы процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности в размерно-ограниченных системах (квантовые ямы (КЯ), нанопроволоки (КП)) в модели параболического потенциала во внешних электрическом и магнитном полях.
- Подробно изучено влияние поперечных электрического и магнитного полей на процессы переноса заряда (подвижность, термоэдс) в наноструктурах с учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности.
- Исследовано влияние ИК лазерного излучения на межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в нанопроволоках, когда частота излучения равна частоте размерного квантования (размерно-индуцированный резонанс) или гибридной частоте (магнито-инфракрасный резонанс).
- Выявлена роль процессов рассеяния на шероховатой поверхности на внутризонные, межзонные и межподзонные оптические переходы в размерно-ограниченных системах.

Научная новизна

1. Впервые получены подвижность и электропроводность в размерно-ограниченных системах (прямоугольные, параболические квантовые ямы, нанопроволоки) с одновременным учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности и упругого рассеяния на длинноволновых (акустических) колебаниях без использования классического уравнения Больцмана из общих соотношений неравновесной квантовой статистики в приближении времени релаксации вычисляется электропроводность.
2. Впервые подробно исследовано влияние однородного магнитного поля \mathbf{H} на электропроводность в размерно-квантованных системах (квантовые ямы, параболические нанопроволоки) с учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности.
3. Впервые исследовано влияние интенсивного лазерного излучения на межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в квантовых проволоках.
4. Впервые проведены теоретические исследования электропроводности, термоэдс в размерно-квантованных системах в присутствии однородного электрического поля \mathbf{E} , направленного вдоль оси пространственного квантования.

Теоретическая значимость 1) предложен метод расчета кинетических коэффициентов (электропроводность, термоэдс), позволяющих описать явления переноса в размерно-квантованных системах без использования классического уравнения Больцмана; 2) Получены выражения для времени релаксации при учете рассеяния носителей заряда на шероховатой поверхности во внешних электрическом и магнитном полях, которое может

быть использована для вычисления кинетических коэффициентов и коэффициентов поглощения и люминесценции. 3) предложен метод управления кинетическими процессами в квантовых системах с пониженной размерностью в электрическом поле, направленном параллельно оси размерного квантования.

Практическая значимость работы определяется возможностью управления процессами переноса и оптическими свойствами наносистем внешними полями. Результаты исследования могут быть использованы для улучшения характеристик существующих опто-электронных приборов, а также создания принципиально новых опто-электронных приборов.

Достоверность полученных результатов подтверждается с использованием апробированных методов математического анализа (метод случайных функций, алгебра Бозе-операторов, метод кумулянт), использованием известных положений фундаментальных наук (например, квантовой статистики)

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты теоретических исследований влияния внешних электрического и магнитного полей на процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности в наноструктурах (квантовые ямы, квантовые проволоки) с параболическим потенциалом. Сформулированы условия на температуру и размеры квантовой системы, когда процессы рассеяния на шероховатой поверхности являются доминирующими в нелегированных размерно-ограниченных системах.
2. Влияние электрического поля, направленного перпендикулярно поверхности размерно-ограниченной квантовой системы и магнитного поля на процессы переноса заряда (подвижность, термоэдс) при учете процессов рассеяния носителей на шероховатой поверхности.
3. Исследования по межзонному поглощению слабой электромагнитной волны в параболических квантовых проволоках в поле ИК лазерного излучения, частота которого равна или частоте размерного квантования (размерно-инфракрасный резонанс) или гибридной частоте (магнито-инфракрасный резонанс).
4. Исследования особенностей коэффициента поглощения света различной поляризации при межподзонных, внутризонных переходах с учетом взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью в квантовых ямах в широкой области частот.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на международных конференциях «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы» (Ульяновск 2004, 2005, 2006, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2015), «Conferinta Fizicienilor din Moldova» (Кишинев, Молдова 2005, 2009), «24th International Conference on Low

Temperature Physics» (Орладно, США 2005), «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве» (Тирасполь, Молдова 2005, 2007, 2009, 2011, 2013, 2015, 2017), «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск 2006), «Physics of low-dimensional structures» (Кишинев, Молдова 2007), «Квантовая электроника» (Минск, Беларусь 2008), «6th International Conference on Microelectronics and Computer» (Кишинев, Молдова 2009), «Вторая Всероссийская Школа-семинар студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Наноинженерия» (Саранск 2009), «Fundamentals of Elctronic Nanosystems NANOPITER-2010» (Санкт-Петербург 2010), «X Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017» (Санкт-Петербург 2017), VI-я Международная конференция "Телекоммуникации, электроника и информатика"(Кишинев 2018), The 9th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics (Кишинев 2018), 2018 IEEE 8-TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON NANOMATERIALS: APPLICATIONS AND PROPERTIES (2018)

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 45 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 31 в тезисах и трудах международных конференций.

Основное содержание диссертации

Глава 1. Рассеяние носителей на шероховатой поверхности.

В §1.1. дан обзор основных теоретических и экспериментальных работ, исследовавших влияние процессов рассеяния носителей на шероховатой поверхности на кинетические явления в размерно-ограниченных системах (квантовые ямы, нанопроволоки). Именно эти работы убедительно указывают на важность и актуальность исследований таких процессов рассеяния заряженных частиц в квантовых системах.

В §1.2 рассмотрена теория рассеяния носителей на шероховатой поверхности в размерно-ограниченных системах. Приведены результаты расчетов времени релаксации носителей с учетом их рассеяния на шероховатой поверхности, определяемое квантово-механической вероятностью рассеяния в единицу времени, для случая двумерного электронного газа (квантовые ямы), одномерного электронного газа (квантовые проволоки), для гауссовой и δ -образной флуктуации поверхности. Особое внимание уделяется расчету времени релаксации τ_α во внешнем постоянном электрическом поле \mathbf{E} , направленном вдоль оси пространственного квантования низкоразмерной системы с параболическим потенциалом.

Модель взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью строится следующим образом: из-за неровности поверхности случайным образом меняется ширина a размерно-ограниченной системы, что приводит к

флуктуации энергии размерного квантования E_α при движении носителя параллельно поверхности исследуемой квантовой системы. Следовательно, энергия взаимодействия электрона (дырки) с шероховатой поверхностью в случае двухмерного электронного газа может быть записана в следующем виде [1]:

$$V(x, y) = \frac{\partial E_\alpha}{\partial a} \Delta(x, y) \equiv V_\alpha \Delta(x, y) \quad (1)$$

$\Delta(x, y)$ — случайная функция.

Например, для прямоугольной квантовой ямы (КЯ) с бесконечными стенками:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2} \equiv E_0 n^2 \Rightarrow V_n = -\frac{2}{a} E_0 n^2 \quad (2)$$

Часто при расчетах кинетических коэффициентов используется случай гауссовой флуктуации поверхности, когда автокорреляционная функция для различных точек поверхности определяется соотношением [1–7]:

$$\{\Delta(x, y) \Delta(x', y')\}_V = \Delta_0^2 \exp \left\{ -\frac{1}{\Lambda_0^2} [(x - x')^2 + (y - y')^2] \right\} \equiv F(|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|), \quad (3)$$

здесь: Δ_0, Λ_0 — высота и ширина гауссовой флуктуации соответственно, $\{\dots\}_V$ описывает усреднение по реализации случайного процесса $\Delta(x, y)$, $|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$. Естественно, что можно рассматривать случай δ -образной флуктуации [8], когда

$$\{\Delta(x, y) \Delta(x', y')\} = \gamma_0 \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}') = \gamma_0 \delta(x - x') \delta(y - y') = \tilde{F}(|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) \quad (4)$$

γ_0 определяет квадрат амплитуды флуктуации.

Для случая δ -образной флуктуации поверхности для параболической квантовой ямы в поперечном электрическом поле обратное время релаксации, связанное с рассеянием электрона с эффективной массой m_e на шероховатой поверхности, получено соотношение:

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{\gamma_0 m_e (\hbar \omega)^2}{\hbar^3 a^2} \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) + N_c \right]^2, \quad N_c = \frac{e^2 E^2}{\hbar m_e \omega^3}. \quad (5)$$

γ_0 — высота флуктуации, $\hbar \omega$ — энергия размерного квантования, которая простым образом связана с величиной потенциальной энергии ΔE_c на границе параболической квантовой ямы с шириной a

$$\hbar \omega = \frac{2\hbar}{a} \left(\frac{2\Delta E_c}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Необходимо отметить, что зависимость времени релаксации от электрического поля представляется важным результатом, так как при других механизмах рассеяния (на длинноволновых акустических фононах, на примесях) τ_α не зависит от величины поперечного электрического поля. Заметим, что τ_α (для любого типа флуктуации) совпадает с транспортным временем релаксации, используемым при решении уравнения Больцмана.

В этом же параграфе исследуется τ_α в анизотропных параболических квантовых проволоках (такая модель часто применяется при описании кинетических явлений в нанопроволоках [9–11] и находит свое математическое подтверждение [12]), когда магнитное поле \mathbf{H} параллельно постоянному электрическому полю \mathbf{E} , направленному перпендикулярно оси нанопроволоки. При этом обратное время релаксации, связанное с рассеянием электрона на шероховатой поверхности в нижней размерно-квантованной зоне проводимости, имеет вид:

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{2m_e\Omega_e^2\gamma_0}{\hbar R^2 |k_x|} \left[\left(\frac{\omega}{\Omega_e} \right) \left(n + \frac{1}{2} \right) + \left(m + \frac{1}{2} \right) + \frac{2\Delta_c}{\hbar\Omega_e} \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \right)^3 \right]^2. \quad (6)$$

$\Omega_e = (\omega^2 + \omega_c^2)^{\frac{1}{2}}$, $\omega_c = eH/m_e c$ — соответственно гибридная и циклотронная частоты, $\Delta_c = (eER)^2/4\Delta E_c$, k_x — волновой вектор электрона вдоль оси квантовой проволоки радиуса R .

Во второй главе исследуется влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности на оптические свойства размерно-ограниченных систем.

Рассмотрено межподзонное и внутризонное поглощение света в квантовых системах с пониженной размерностью с учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности. В частности, вычислен коэффициент поглощения слабой электромагнитной волны $K(\Omega)$ различной поляризации, как для внутризонных переходов, так и для межподзонных переходов с учетом взаимодействия электронов с шероховатой поверхностью в квантовой яме. При этом коэффициент поглощения электромагнитной волны вычисляется без использования теории возмущений по взаимодействию носителей с шероховатой поверхностью. Это позволяет исследовать частотную зависимость $K(\Omega)$ в широкой области частот и сформулировать условия применимости теории возмущений, а так же последовательно описать внутризонное поглощение света в том числе при сильных взаимодействиях электрона с шероховатой поверхностью.

Расчет коэффициента поглощения света частоты Ω и вектора поляризации ξ проводился по формуле Кубо. Для невырожденного электронного газа коэффициент поглощения света, связанный с переходом электрона из нижней зоны проводимости ($n = 1$) в ближайшую размерно-квантованную зону проводимости ($n_1 = 2$), записывается следующим образом

$(\beta_0 \hbar \Omega \gg 1)$:

$$K(\Omega) = K_M \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau_0}{17\hbar} \Delta_0 \right)^2}; \quad (7)$$

$$K_M = \frac{2^{12} e^2 a^5 n_e}{\hbar c n_0 \pi^5 \gamma_0 3^3 \cdot 17}, \quad \Delta_0 = \hbar \Omega - 3\varepsilon_0.$$

$n_e = N/L_x L_y$ — поверхностная плотность электронов. Здесь учитывается, что в размерно-квантованной зоне, на которую происходит оптический переход носителя, электронов нет, поэтому $n_\beta \ll 1$. Последнее приближение вполне справедливо, если $3\varepsilon_0 \gg kT$, т.е. почти все электроны находятся на нижней размерно-квантованной зоне проводимости ($n = 1$), и, следовательно, $\sum n_{k\perp} \cong N$ (N — число электронов в исследуемой квантовой системе). Видно, что частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается резонансной кривой с полушириной $\delta = 17 \cdot 2\hbar/\tau_0$. Величина коэффициента поглощения электромагнитной волны при рассматриваемом механизме рассеяния существенным образом определяется толщиной квантовой ямы ($K_M \sim a^5$) и не зависит от температуры. $K(\Omega)$ в максимуме при $n_e = 4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$, $n_0 = 3.2$, принимает значение $K_M^{(\delta)} = 0.25 \cdot a^5/\gamma_0$ (a , $\sqrt[4]{\gamma_0}$ — измеряются в ангстремах), т.е. при $a = 80 \text{\AA}$, $\sqrt[4]{\gamma_0} = 10 \text{\AA}$ (именно такие величины хорошо описывают значения подвижности экспериментально наблюдаемые в КЯ GaAs/AlGaAs), $K_M = 2 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$. Большие значения коэффициента поглощения света позволяют надеяться на практическое использование таких размерно-квантованных систем в качестве детекторов ИК-излучения в области низких температур. Полуширина линии поглощения для рассматриваемого прямого оптического перехода при рассматриваемых выше параметрах равна:

$$\delta = 6.5 \cdot 10^6 (\gamma_0/a^6) \text{meV}.$$

Следовательно, при $a = 60 \text{\AA}$, $\sqrt[4]{\gamma_0} = 15 \text{\AA}$, $\delta = 7 \text{meV}$, что безусловно, находится в области экспериментального измерения.

Если рассматривать поглощение слабой электромагнитной волны в нижней ($n = 1$) размерно-квантованной зоне, то выражение для коэффициента поглощения света в случае невырожденного электронного газа принимает вид:

$$K(\Omega) = \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e c n_0 a \hbar \beta_0 \Omega^2} \int_0^\infty x dx \int_{-\infty}^\infty y dy \times \\ \times \exp \left\{ -2\Gamma_0 |y| \left[1 - \frac{\delta_0}{\pi x |y|} \sin^2 \left(\frac{x|y|}{\delta_0} \right) + \frac{1}{\pi} \text{Si} \left(\frac{2x|y|}{\delta_0} \right) \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\delta_0 = 2\hbar\Omega\beta_0, \quad \beta_0 = \frac{1}{k_0T},$$

$$\Gamma_0 = \pi^2 \left(\frac{\varepsilon_0}{\hbar\Omega} \right) \left(\frac{\gamma_0}{a^4} \right),$$

$$\text{Si}(z) = -\frac{\pi}{2} + \int_0^z d\tau \frac{\sin \tau}{\tau}.$$

В рассматриваемом случае $K(\Omega) \sim \Omega^{-3}$ и при низких температурах ($T = 50\text{K}$) для $\gamma_0^{1/4} = 15\text{\AA}$, $n_e = 2 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$, $a = 50\text{\AA}$, $K_0(\Omega) \cong 10(\varepsilon_0/\hbar\Omega)^3\text{cm}^{-1}$.

При сильном взаимодействии электрона с шероховатой поверхностью ($\Gamma_0 \gg 1$), коэффициент внутризонного поглощения электромагнитной волны определяется соотношением:

$$K(\Omega) = \frac{2^4 e^2 n_e a}{\pi^3 c n_0 \hbar} \frac{1}{\delta_0} \left(\frac{a^4}{\gamma_0} \right). \quad (9)$$

В рассматриваемом приближении сильной связи $a^4/\gamma_0 = 1$, $K(\Omega) \sim \Omega^{-1}$ и для $\delta_0 = 10$, $a = 50\text{\AA}$, $K(\Omega) \cong 120\text{cm}^{-1}$. Следовательно, в области низких частот для узких квантовых ям с большой флуктуацией поверхности теория возмущений при исследовании внутризонного поглощения света может оказаться несправедливой.

Для квантовых ям получен коэффициент межзонного поглощения слабого света, в случае, когда частота лазерного излучения ω равна частоте размерного квантования ω_c в зоне проводимости (размерно-инфракрасный резонанс – РИР), а напряженность E постоянного электрического поля направлена параллельно поверхности параболической квантовой ямы (ПКЯ):

$$K(\Omega) = K_0 \sum_n V_n^2 \times \left\{ \frac{\pi}{2} + \int_0^\infty dt \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) L_n(x^2) \frac{\sin[x(\Delta_n - ax^2)]}{x} \right\} \quad (10)$$

где

$$\Delta_n = \frac{\hbar\Omega - E_g - \hbar\omega^* \left(n + \frac{1}{2}\right)}{\hbar\sqrt{\gamma}}; \quad \omega^* = \omega_c + \omega_v; \quad \gamma = \frac{e^2 E_0^2}{8\mu\hbar\omega^3}; \quad a = \frac{e^2 E^2}{24\mu\omega^3 \hbar \gamma^{\frac{3}{2}}}$$

$\hbar\omega_v$ — энергия размерного квантования в валентной зоне, E_g — ширина запрещенной зоны ПКЯ, V_n — матричный элемент волновых функций

электрона в зоне проводимости и в валентной зоне для ПКЯ, E_0 — напряженность электрического поля лазерного излучения, $L_n(x)$ — полиномы Лагерра. В частном случае

$$V_0 = (\lambda_c \lambda_v)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{2}{\lambda_c + \lambda_v}}; \quad V_1 = 2\sqrt{2} \frac{(\lambda_c \lambda_v)^{\frac{3}{4}}}{(\lambda_c + \lambda_v)^{\frac{3}{2}}}; \quad \lambda_i = \frac{m_i \omega^i}{\hbar} (i = c, v).$$

Постоянное продольное электрическое поле существенным образом влияет на межзонный коэффициент поглощения света. При этом в электрическом поле возможно заметное поглощение в длинноволновой области спектра, а в высокочастотной области поглощение света определяется характерной осцилляционной зависимостью от частоты. С ростом напряженности постоянного электрического поля осцилляции становятся наиболее отчетливыми (рис 1).

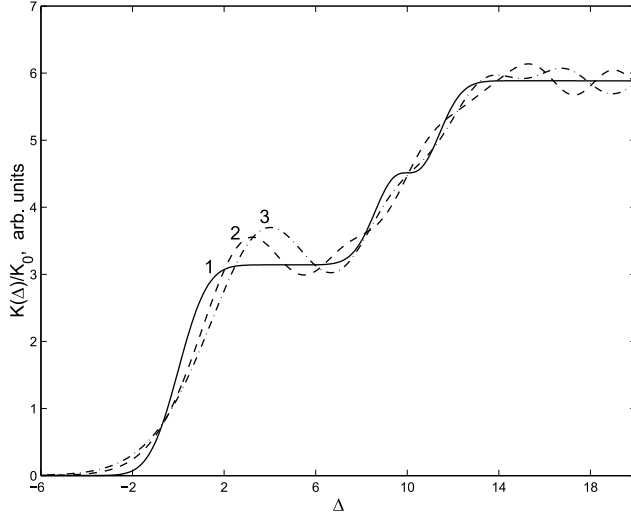


Рис. 1 — Частотная зависимость межзонного поглощения света в параболической квантовой яме в режиме размерно-инфракрасного резонанса. Кривые 1, 2, 3 получены соответственно для $a = 0$; $a = 0.4$; $a = 0.8$.

Для квантовых проволок получен коэффициент поглощения света, связанный с переходом электрона из валентной зоны ($m = n = 0$) в нижайшую размерно-квантованную зону проводимости ($n = m = 0$), который имеет следующий вид:

$$K(\Omega) = K_0 \sum_{nm} |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 \left[\frac{8\pi \mu^* \omega_f}{\hbar a} \right]^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} dx e^{f^2(x)} [1 - \Phi(f(x))] \quad (11)$$

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\tau^2} d\tau,$$

$$f(x) = \frac{\sqrt{\xi}}{x} \left[1 - ix \left(\frac{\Delta}{\hbar\omega_f} - x^2 \right) \right], \Delta = \hbar\Omega - E_g^*$$

$$\omega_f^3 = \frac{\hbar\gamma_0^2}{2\mu^*}, a_0 = \frac{e^2 E^2}{8m_e \hbar \Omega_e}, \xi = \omega_f^2 / 4a_0.$$

С ростом интенсивности ИК излучения (ξ уменьшается при фиксированном значении ω_f) форма линии поглощения изменяется: величина максимума поглощения уменьшается, а полуширина увеличивается. Заметим, что уже при $\xi \leq 1$ коэффициент межзонного поглощения света полностью определяется интенсивностью ИК лазерного излучения.

В области второго пика $m = 0, n = 1$ при $\omega_L = \Omega_e$ (магнито-инфракрасный резонанс) коэффициент межзонного поглощения света принимает следующий вид:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle|^2 4 \left[\frac{2\mu^* \omega_f}{\hbar a} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \operatorname{Re} \int_0^\infty dx f(x) \left\{ -\sqrt{\pi} f(x) e^{f^2(x)} [1 - \Phi(f(x))] + 1 \right\} \quad (12)$$

$$\operatorname{sign}(\Delta) = \begin{cases} 1, & \Delta > 0 \\ -1, & \Delta < 0 \end{cases}$$

$\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle$ — матричный элемент сглаженных волновых функций носителей в возбужденном состоянии валентной зоны ($m = 0, n = 1$) и в первом возбужденном состоянии размерно-квантованной зоны проводимости. С ростом напряженности E электрического поля пик магнетопоглощения деформируется и при $\xi \ll 1$ расщепляется на два пика. При этом расстояние между ними и их полуширина увеличивается. Расщепление второго пика поглощения связано с тем, что при $\omega_L = \Omega_e$ возбужденное гибридное состояние ($n = 1$) двукратно вырождено, и при взаимодействии с ИК лазерным излучением оно расщепляется. Эта ситуация близка к двойному оптическому резонансу (ДОР) на межзонных переходах в объемных материалах. Заметим, что n -пик магнетопоглощения расщепляется на n пиков.

Пусть при некотором значении напряженности электрического поля E_c интенсивной электромагнитной волны вклад лазерного излучения в полуширину магнетоосцилляций примерно такой же как вклад, определяемый рассеянием носителей на шероховатой поверхности ($\xi = 1$). Тогда при $E_c < E$ форма линии межзонного поглощения слабой электромагнитной волны полностью определяется внешней лазерной подсветкой. Для

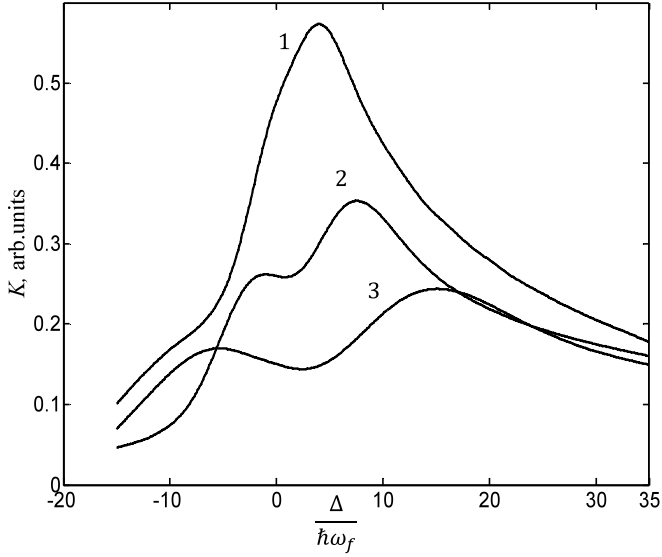


Рис. 2 — Зависимость второго пика магнетопоглощения (в относительных единицах) от $\Delta/\hbar\omega_f$ при различных значениях интенсивности резонансного ($\omega_L = \Omega_e$) лазерного излучения. Кривые 1, 2, 3 вычислены для $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$ соответственно.

типичных параметров полупроводниковой нанопроволоки $m_e = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$, $\sqrt[3]{\gamma_0} = 20 \text{ \AA}$ (такое значение $\sqrt[3]{\gamma_0}$ хорошо описывает большие значения подвижности $\mu \propto 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, характерные для квантовых проволок) при $R_0 = 10^3 \text{ \AA}$, $E_c = 7 \text{ V/cm}$ для лазера H_2O ($\hbar\omega_L = 0.044 \text{ eV}$). Следовательно, резонансное лазерное излучение заметно влияет на частотную зависимость межзонного поглощения света при небольших, вполне экспериментально доступных значениях интенсивности ИК- лазерного излучения.

В третьей главе диссертации проведено исследование особенностей температурной зависимости электропроводности, экспериментально наблюдаемых в нелегированных наноструктурах при учете процессов рассеяния носителей на шероховатой поверхности и на фононах. Учет двух механизмов рассеяния позволил сформулировать условия на ширину размерно-ограниченной системы и температуру, когда рассеяние носителей на шероховатой поверхности преобладает над рассеянием на акустических фононах.

Для прямоугольной КЯ с бесконечным потенциалом с гауссовой флуктуацией поверхности при низких температурах $3\hbar^2\pi^2/(2m_eL^2) \gg k_0T$, когда электроны находятся на нижайшем размерно-квантованном уровне ($n = 1$) прямоугольной КЯ ширины L получено выражение для

электропроводности:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 \hbar^3 \delta_1}{m_e^2 \pi^2 (\Delta \Lambda^2 V_1)^2 L} \int_0^\infty \frac{d\tau \cdot \tau \cdot \exp(\delta_1 \tau - \beta_0 \tilde{\xi})}{\exp(-\tau) I_0(\tau) \cdot [\exp(\delta_1 \tau - \beta_0 \tilde{\xi}) + 1]^2}, \quad (13)$$

$$\delta_1 = \frac{\beta_0 \hbar^2}{m_e \Lambda^2}, \quad V_n = \frac{E_n}{a}$$

Δ_0, Λ_0 — высота и ширина гауссовой флуктуации соответственно, $\tilde{\xi} = \xi - \varepsilon_1$ — химический потенциал, отсчитанный от дна нижней размерно-квантованной зоны проводимости,

$$\beta_0 \tilde{\xi} = \ln \left[\exp \left(\frac{\beta_0 \pi \hbar^2 n_s}{m_e} \right) - 1 \right]. \quad (14)$$

n_s — поверхностная плотность электронного газа.

Из этого выражения следует, что подвижность существенным образом зависит от толщины размерно-квантованной системы ($\mu_0 \sim L^6$). При низких T ($\delta_1 \gg 1$) подвижность практически не зависит от температуры, а при высоких температурах ($\delta_1 < 1$) с ростом T увеличивается. Такое поведение подвижности от L и T экспериментально наблюдалось в GaAs/AlAs [1]. При низких температурах подвижность определяется только размером КЯ и параметрами флуктуирующей поверхности Δ, Λ . При изменении толщины КЯ от 70 \AA до 100 \AA подвижность изменяется от $\mu_0 = 2.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ до $\mu_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, что согласуется с экспериментальными данными в КЯ GaAs/AlAs [1].

При учете двух механизмов рассеяния (рассеяние на шероховатой поверхности и на акустических фононах), получено выражение для электропроводности:

$$\sigma_{xx} = \frac{\beta_0 e^2}{V m^2} \sum_{\alpha} \left| \hat{p}_{\alpha\alpha}^{(x)} \right|^2 \frac{\tau_{\alpha} \tau_{\alpha}^f}{\tau_{\alpha} + \tau_{\alpha}^f} n_{\alpha} (1 - n_{\alpha}), \quad (15)$$

τ_{α} — время релаксации, определяемое рассеянием электронов на шероховатой поверхности, τ_{α}^f — время релаксации, связанное с рассеянием электрона на фононах [13].

На рисунке 3 приведена температурная зависимость подвижности (в относительных единицах) для различных концентраций носителей в прямоугольной КЯ. Для невырожденного электронного газа (кривая 1) подвижность немонотонным образом зависит от T , что экспериментально наблюдалось в КЯ GaAs/AlAs [1], а также в КЯ Si/SiGe [14]. Заметим, что с ростом ширины КЯ уменьшается влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности, поэтому максимум подвижности смещается в область низких температур. Кривые 2, 3 описывают температурную зависимость

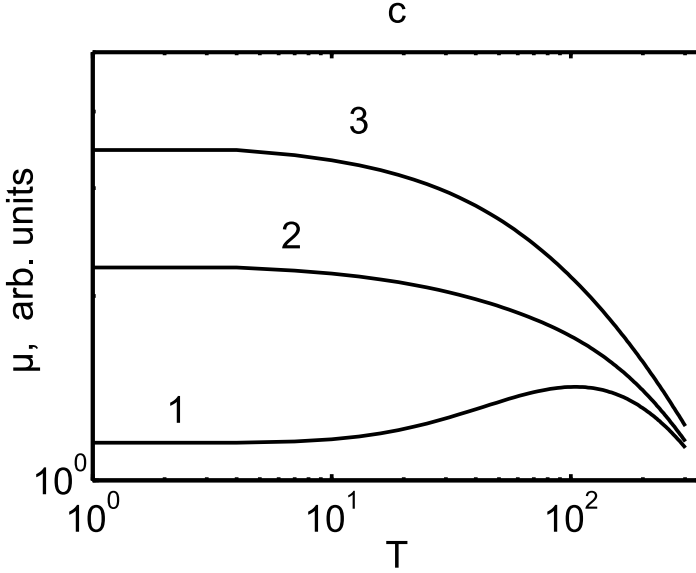


Рис. 3 — Температурная зависимость подвижности (в относительных единицах) при учете рассеяния носителей на шероховатой поверхности и фононах в КЯ при $\Lambda = 70\text{\AA}$, $\Delta = 3\text{\AA}$, $L_0 = 100\text{\AA}$, кривые 1, 2, 3 получены соответственно для $n_s = 10^{11}\text{cm}^{-2}$, $n_s = 7 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$, $n_s = 1.5 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$. подвижности для вырожденного электронного газа. При низких T подвижность практически не зависит от температуры и с ее ростом уменьшается. Именно такое поведение подвижности от температуры экспериментально наблюдалось в инверсионных слоях Si для вырожденного электронного газа [15].

Особый интерес представляют исследования электропроводности в размерно-квантованных системах с учётом рассеяния носителей на шероховатой поверхности в магнитном поле. Направление и напряженность магнитного поля могут существенным образом влиять на взаимодействие носителей с шероховатой поверхностью.

Для случая $\mathbf{H} \parallel OX$, размерное квантование по OZ , получено выражение для электропроводности:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 k_0 T \hbar}{\pi \gamma_0 m_e L 4 V_0^2} \sum_n \frac{\ln \left\{ \exp \left[\beta \left(\tilde{\xi} - \hbar \Omega_e n \right) \right] + 1 \right\}^2}{\left(n + \frac{1}{2} \right)}. \quad (16)$$

Здесь

$$\tilde{\xi} = \xi - \frac{\hbar \Omega_e}{2},$$

химический потенциал, отсчитанный от дна нижайшей зоны проводимости, который находится из условия:

$$N = \sum_{\alpha} n_{\alpha}, \quad (17)$$

и определяемый из уравнения:

$$\sum_n \ln \left\{ \exp \left[\beta \left(\tilde{\xi} - \hbar \Omega_e n \right) \right] + 1 \right\} = \frac{\omega}{\Omega_e} \frac{\beta \hbar^2 \pi L n_e}{m_e} \quad (18)$$

где n_e — концентрация электронов. В квантовом пределе, когда все носители находятся на нижайшем уровне Ландау, выражение для подвижности имеет вид:

$$\mu_{xx} = \frac{4e\hbar}{m^2\gamma} \left(\frac{\partial\omega}{\partial L} \right)^{-2} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

При учёте рассеяния носителей только на длинноволновых колебаниях, подвижность с ростом продольного магнитного поля уменьшается. Это связано с увеличением локализации зонных электронов. В противоположность этому в случае рассеяния на шероховатой поверхности μ_{xx} с ростом магнитного поля увеличивается. Такое поведение зависимости подвижности от продольного магнитного поля можно объяснить следующим образом: в параболической квантовой яме радиус локализации электрона $\lambda_0 = \sqrt{\hbar/(m\Omega_e)}$ с ростом напряженности магнитного поля уменьшается, число носителей тока, рассеивающихся на шероховатой поверхности размерно-ограниченной системы, становится меньше, что и приводит к росту подвижности.

Подвижность в поперечном магнитном поле при низких температурах для основного состояния имеет вид:

$$\mu_{yy} = \frac{4e\hbar}{m^2\gamma} \left(\frac{\partial\omega}{\partial L} \right)^{-2} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (20)$$

Следовательно, с ростом магнитного поля подвижность уменьшается и при

$$\left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \gg 1 \Rightarrow \mu_{xx} \sim \frac{1}{H}.$$

Такое поведение подвижности от H связано с тем, что в скрещенных магнитном и электрическом полях носители с дрейфовой скоростью перемещаются вдоль оси пространственного квантования по трохоиде, поэтому активно участвуют в процессах рассеяния на шероховатостой поверхности размерно-квантовой системы.

В главе 4 рассмотрены явления переноса в наноструктурах в поперечном электрическом поле с учетом рассеяния на шероховатой поверхности. В параболической квантовой яме в случае невырожденного электронного газа, при низких температурах, когда все носители находятся в нижней размерно-квантованной зоне проводимости ($n = 0$), подвижность определяется соотношением:

$$\mu_{xx} = \mu_{xx}(0) \frac{1}{(1 + 2N_c)^2}, \quad (21)$$

где

$$\mu_{xx}(0) = \frac{e}{m} \left(\frac{\hbar a^4}{2\gamma_0 \Delta E_c} \right),$$

подвижность в ПКЯ в отсутствии поперечного электрического поля. Для параметров ПКЯ ($m_e = 0.06m_0$) $\hbar\omega = 14.5/a_0$ eV (a_0 — ширина ПКЯ в ангстремах), $N_c = 1.7 \cdot 10^{-18} E_0^2 a_0^3$ (E_0 — измеряется в В/см). Таким образом, при $a_0 = 10^3 \text{ \AA}$, $E_0 = 2.5 \cdot 10^4$ В/см, $N_c = 1$ и подвижность уменьшается почти на порядок. С ростом E носители тока «прижимаются» к одной из поверхностей квантовой ямы, поэтому их взаимодействие с шероховатой поверхностью увеличивается, что приводит к уменьшению времени релаксации, а, следовательно, и подвижности.

С ростом напряженности поперечного электрического поля минимум зоны проводимости смещается в запрещенную зону на Δ_c , а экстремум валентной зоны поднимается на величину $\Delta_v = e^2 E^2 / (2m_v \omega_v^2)$ ($\hbar\omega_v$ — шаг размерного квантования валентной зоны). Следовательно, ширина запрещенной зоны E_g в рассматриваемой модели низкоразмерных систем уменьшается на $(\Delta_c + \Delta_v)$. Именно это обстоятельство приводит к тому, что с увеличением E однозонное приближение при исследовании явлений переноса может оказаться не достаточным. В этом случае для расчета электропроводности необходимо учитывать нестандартность зоны проводимости [16; 17].

Получено выражение для подвижности носителей заряда в квантовой проволоке висмута радиуса R в постоянном поперечном электрическом поле, зонная структура которой показана на рисунке 4

$$\mu = \frac{\mu_0 \sqrt{\pi}}{2 \sum_{nm} F(\eta_{nm}^c)} \sum_{nm} \left\{ \frac{\ln [\exp (\eta_{nm}^c) + 1]}{(n + m + 1 + N_c)^2} + \left(\frac{\Delta E_c}{\Delta E_v} \right) \frac{1}{p} \frac{\ln [\exp (\eta_{nm}^v) + 1]}{(n + m + 1 + N_v)^2} \right\}. \quad (22)$$

Здесь введены обозначения:

$$\mu_0 = \frac{4R^4 e}{\gamma \Delta E_c} \sqrt{\frac{k_0 T}{2\pi m_c}}, \quad N_v = \frac{2\Delta_v}{\hbar\omega_v},$$

$$\eta_{nm}^c = \frac{1}{k_0 T} [\xi - \hbar\omega_c (n + m + 1) + \Delta_c],$$

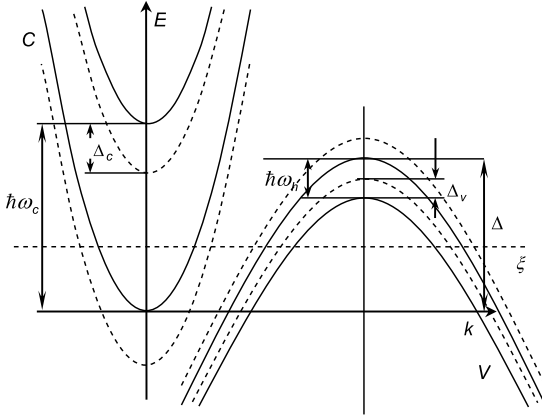


Рис. 4 — Схема зонной структуры рассматриваемой низкоразмерной системы. Сплошными линиями показаны две нижайшие размерно-квантованные зоны (c — зоны проводимости, v — валентные зоны), пунктирными линиями изображены две нижайшие размерно-квантованные зоны в поперечном электрическом поле; ξ — химический потенциал.

$$\eta_{nm}^v = \frac{1}{k_0 T} [-\xi - \hbar\omega_v (n + m + 1) + \Delta_0 + \Delta_v],$$

$$F(\eta_{nm}^c) = \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1},$$

p — число c зон, участвующих в процессах электропроводности. Химический потенциал ξ находится из условия электронейтральности исследуемой наноструктуры (число электронов в зонах проводимости равно числу дырок в валентной зоне), Δ_0 определяется перекрытием валентной зоны и зоны проводимости, $\Delta_0 \cong 39 \text{ meV}$ [18].

$$p \sqrt{\frac{m_c}{m_v}} \sum_{n,m} \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1} = \sum_{n,m} \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^v) + 1}. \quad (23)$$

Положение химического потенциала при заданных параметрах наносистемы определяется величиной радиуса R квантовой проволоки и величиной напряженности поперечного электрического поля.

Влияние поперечного электрического поля на подвижность принципиальным образом зависит от радиуса нанопроволоки. При небольших значениях R , когда квантовая проволока представляет почти безщелевой полупроводник, с ростом E (при $E = 0$ электронный (дырочный) газ невырожден) подвижность сначала уменьшается, затем увеличивается, и в дальнейшем описывается осцилляционной кривой (рисунок 5). Такое

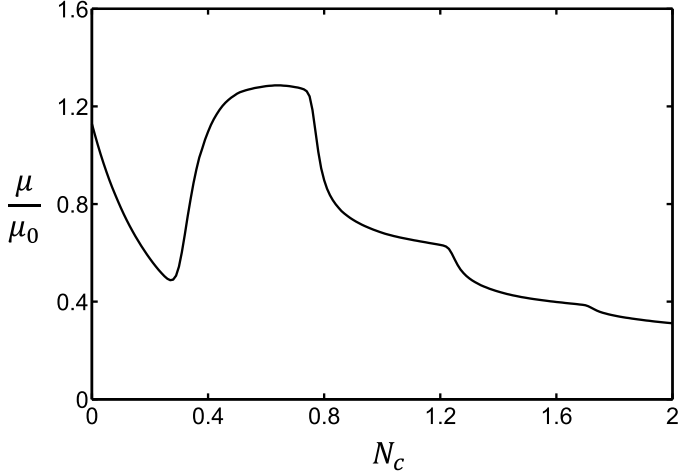


Рис. 5 — Зависимость подвижности (в относительных единицах) от напряженности поперечного электрического поля. $R = 330 \text{ \AA}$.
поведение подвижности в присутствии поперечного электрического поля связано с тем, что с ростом напряженности поперечного электрического поля, дно размерно-квантованных s зоны, опускаясь в область запрещенных значений энергии, пересекает химический потенциал, что приводит к увеличению подвижности. Заметим, что для типичных значений параметров нанопроволок Bi ($m_c = 0.01m_0$, $m_v = 0.1m_0$, $\Delta E_c/\Delta E_v = 1.5$) $N_v = 5.8N_c$, поэтому с ростом E влияние дырок на поведение μ от E слабее, чем для электронов. Следовательно, осцилляционная зависимость подвижности от E должна наблюдаться и для полупроводниковых квантовых проволок с вырожденным электронным газом.

Было рассмотрено влияние рассеяния носителей тока на шероховатой поверхности в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях. Для этого случая получено соотношение для электропроводности:

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2\hbar}{\beta_0\pi^2m_x^*\gamma_0} \sum_{nm} \frac{\ln[1 + \exp(\beta_0\xi_{nm})]}{\left[\hbar\omega_y \frac{\omega_y}{\Omega_y} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + 2\Delta_c\right]^2} \quad (24)$$

$$\xi_{nm} = \xi - \hbar\Omega_y \left(n + \frac{1}{2}\right) - \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + \Delta_c,$$

ξ — химический потенциал исследуемой наносистемы. Аналогично можно записать σ_{xx} для дырок в валентной зоне полуметалла Bi. В этом случае эффективные массы электронов нужно заменить на соответствующие массы дырок μ_x , μ_y , μ_z , а ξ на $-\xi + \Delta_0$.

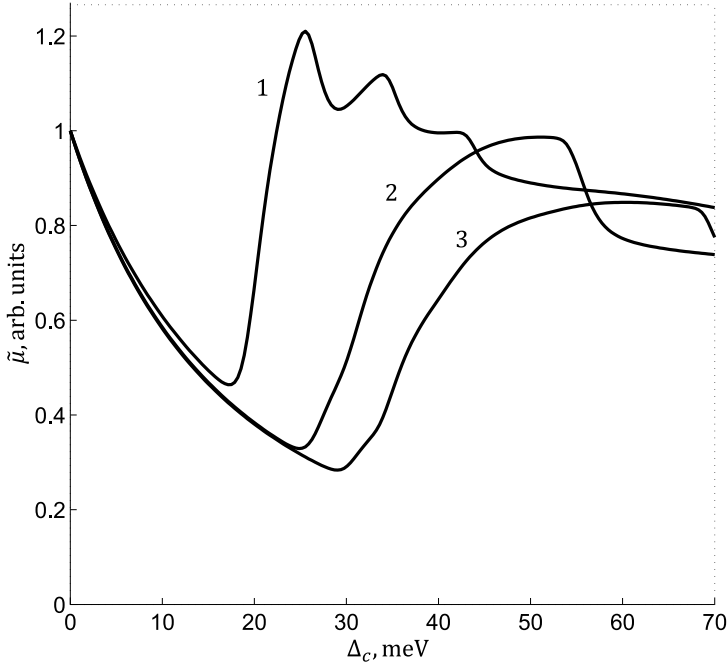


Рис. 6 — Зависимость подвижности в относительных единицах $\tilde{\mu} = \mu(E)/\mu(0)$ от электрического поля.

На рисунке 6 приведены результаты численных расчетов зависимости подвижности (в относительных единицах) от напряженности поперечного электрического поля. Кривые 1, 2, 3 получены при $\delta = 0$, $\delta = 0.05$, $\delta = 0.1$ соответственно ($\delta = (\omega_x^c/\omega_y)^2$). При малых значениях Δ_c электронный газ (при рассмотренных параметрах квантовой проволоки) является невырожденным, поэтому с ростом напряженности поперечного электрического поля подвижность уменьшается. Кривая 1 (подвижность в отсутствие магнитного поля $\delta = 0$) описывается тремя максимумами. Такая осцилляционная зависимость подвижности связана с тем, что с ростом E химический потенциал, отсчитанный от дна размерно-квантованной зоны проводимости, поднимается в область больших значений энергии и может пересечь дно размерно-квантованной s зоны, в которой существуют особенности в плотности энергетических состояний. Первый пик связан с пересечением химического потенциала нижайшего состояния размерно-квантованной s зоны ($n = 0$, $m = 0$), второй пик возникает из-за пересечения химического потенциала дна первой размерно-квантованной зоны ($m = 0$, $n = 1$), третий пик — из-за пересечения химического

потенциала второй размерно-квантованной зоной ($m = 1, n = 0$). С ростом напряженности магнитного поля дно размерно-квантованной зоны проводимости поднимается в область больших значений энергии, поэтому пересечение химического потенциала наступает при больших значениях Δ_c . Именно по этой причине первый пик кривой 2 сдвинут по отношению первого пика кривой 1 в область больших значений напряженности поперечного электрического поля.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние электрического поля на магнетопоглощение в поле резонансного лазерного излучения // ФТТ. — 2006. — Т. 48, № 5. — С. 906–908.
2. *Sineavsky E. P., Karapetyan S. A.* Influence of Carrier Scattering on Rough Surface on Electric Conductivity in Size Quantized Systems // AIP Conference Proceedings. Vol. 850. — AIP, 2006. — P. 1558–1559.
3. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Исследования подвижности в низкоразмерных системах в постоянном поперечном электрическом поле // ФТП. — 2011. — Авг. — Т. 45, № 8. — С. 1032–1034.
4. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на подвижность в нанопроволоках // ФТП. — 2012. — Т. 46, № 8. — С. 1032–1034.
5. *Синяевский Э. П., Соловенко В. Г., Карапетян С. А.* Термоэдс в нанопроволоках Bi в поперечном постоянном электрическом поле // Термоэлектричество. — 2012. — № 1. — С. 13–18.
6. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Особенности подвижности в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях // ФТП. — 2014. — Февр. — Т. 48, № 2. — С. 216–218.
7. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А., Костюкевич Н. С.* Влияние резонансного ИК-лазерного излучения на магнетопоглощение в квантовых проволоках // ФТТ. — 2017. — Т. 59, № 4. — С. 762–765.
8. *Синяевский Э. П., Бурлачук А. В., Карапетян С. А.* Особенности межзонного и внутризонного поглощения света в наноструктурах с учетом рассеяния на шероховатой поверхности // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. — 2008. — Т. 11. — С. 106–112.
9. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Электропроводность в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности (случай дельтообразной флуктуации поверхности) // Вестник Приднестровского Университета. — 2006. — № 3. — С. 34–40.

10. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Электропроводность в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности и фононах // Вестник Приднестровского Университета. — 2008. — № 3. — С. 3—10.
11. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние поверхности на кинетические явления в низкоразмерных квантовых системах // Вестник Приднестровского Университета. — 2010. — № 3. — С. 196—201.
12. *Карапетян С. А., Синяевский Э. П., Соловенко В. Г.* Исследование кинетических явлений в квантовых проволоках с учетом анизотропии эффективных масс // Вестник Приднестровского Университета. — 2012. — № 3. — С. 13—20.
15. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние электрического поля на магнетопоглощение в поле резонансного лазерного излучения // Труды VI международной конференции «опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». — Ульяновск, 2004. — С. 151.
16. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Электропроводность в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности // Труды VII международной конференции «опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». — Ульяновск, 2005.
17. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Температурная зависимость подвижности в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности и фононах // IV Международная научно-практическая конференция «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве». — Тирасполь, 2005. — С. 59.
18. *Sineavsky E. P., Karapetyan S. A.* Influence of Carrier Scattering on Rough Surface on Electric Conductivity in Size Quantized System // 24th International Conference on Low Temperature Physics. — Orlando, Florida USA, 2005. — P. 44.
19. *Sineavsky E. P., Karapetyan S. A.* Influence of interface roughness in size quantized systems on carrier mobility // Conferinta Fizicienilor din Moldova CFM-2005. — Chisinau, 2005.
20. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А., Бурлачук А. В.* Электропроводность в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности (случай дельтообразной флуктуации поверхности) // Труды VIII международной конференции «опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». — Ульяновск, 2006. — С. 65.

21. *Карпетян С. А., Бурлачук А. В.* Электропроводность в размерно-квантованных системах с учетом рассеяния носителей на поверхности (случай дельтообразной флуктуации поверхности) // *Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение.* — Саранск, 2006. — С. 33.
22. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Электропроводность в магнитном поле в размерно-квантованных системах при рассеянии на гауссовской флуктуации поверхности // *Материалы V Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве».* — Тирасполь, 2007. — С. 84–85.
23. *Синявский Э. П., Хамидуллин Р. А., Карпетян С. А.* Электропроводность квантовых проволок висмута в магнитном поле // *The book abstracts. International Conference “Physics of low-dimensional structures”.* — Кишинев, 2007. — С. 80.
24. *Синявский Э. П., Бурлачук А. В., Карпетян С. А.* Межзонное и внутризонное поглощение света в квантовых системах пониженной размерности с учетом рассеяния на шероховатой поверхности // *Труды X международной конференции «опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы».* — Ульяновск, 2008. — С. 75.
25. *Синявский Э. П., Бурлачук А. В., Карпетян С. А.* Особенности межзонного и внутризонного поглощения света в наноструктурах с учетом рассеяния на шероховатой поверхности // *Материалы VII Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника».* — Минск, 2008. — С. 52.
26. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на электропроводность в наноструктурах // *Труды XI Международной конференции Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы».* — Ульяновск, 2009. — С. 378.
27. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности на кинетические процессы в размерно-квантованных системах // *Материалы VI Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве».* — Тирасполь, 2009. — С. 73–74.
28. *Sinyavskii E. P., Karapetyan S. A.* Influence of Transversal Constant Electrical Field on Mobility in Parabolic Quantum Well // *6th International Conference on Microelectronics and Computer.* — Chisinau, 2009. — P. 96–98.

29. *Карпетян С. А.* Кинетические свойства размерно-ограниченных систем при учете рассеяния носителей на шероховатой поверхности // Сборник трудов Второй Всероссийской Школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Наноинженерия». — Калуга, 2009. — С. 92.
30. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Особенности подвижности в параболических низкоразмерных системах в поперечном электрическом поле // Abstracts CFM-2009 Conferința Fizicienilor din Moldova. — Кишинев, 2009. — С. 175.
31. *Sinyavskii E. P., Karapetyan S. A.* Electrical conductivity in quantum wells in magnetic and transverse electric fields // Fundamentals of Electronic Nanosystems NANOPITER-2010. — St. Petersburg, 2010. — P. 76–77.
32. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Электропроводность в квантовых ямах в магнитном и поперечном электрическом полях // Труды XII Международной конференции «Опто-, нанoeлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2010. — С. 238.
33. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на подвижность в квантовых проволоках VI // Труды XIII Международной конференции «Опто-, нанoeлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2011.
34. *Синявский Э. П., Карпетян С. А., Соловенко В. Г.* Термоэдс в параболических квантовых ямах в поперечном электрическом поле // Материалы VII Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве». — Тирасполь, 2011. — С. 88–89.
35. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Подвижность в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях // Труды XV Международной конференции «Опто-, нанoeлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2012. — С. 267.
36. *Синявский Э. П., Карпетян С. А.* Влияние резонансных оптических фоонов на электропроводность в квантовых проволоках в магнитном поле // Труды XVI Международной конференции «Опто-, нанoeлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2013. — С. 89.
37. *Карпетян С. А.* Электропроводность в квантовых проволоках в магнитном поле с учетом взаимодействия с резонансными оптическими фоонами // Материалы VIII Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве». — Тирасполь, 2013. — С. 77.

38. *Синявский Э. П., Карапетян С. А., Костюкевич Н. С.* Влияние резонансного ИК лазерного излучения на магнетопоглощение в квантовых проволоках // Труды XVIII Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2015. — С. 37—38.
39. *Синявский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние интенсивного лазерного излучения на межзонное поглощение света в квантовой проволоке в магнитном поле // Материалы IX Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве». — Тирасполь, 2015. — С. 66—67.
40. *Карапетян С. А.* Магнетопоглощение света в квантовых проволоках в поле резонансного ИК лазерного излучения // X Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017». — Санкт-Петербург, 2017. — С. 74.
41. *Карапетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на рассеяние носителей на шероховатой поверхности в низкоразмерных структурах // Материалы IX Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве». — Тирасполь, 2017. — С. 22.
42. *Sinyavskii E. P., Kostyukevich N. S., Karapetyan S. A.* Influence magnetic field on Franz-Keldysh effect in nanowire // The 9th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics. — Chisinau, 2018. — P. 206.
43. *Karapetyan S. A., Kostyukevich N. S., Sinyavskii E. P.* Conductivity in Size Quantized Systems: Consideration of the Scattering of Carriers on the Surface in the Case of the δ -Shaped Fluctuation of the Surface // PROCEEDINGS OF THE 2018 IEEE 8-TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON NANOMATERIALS: APPLICATIONS AND PROPERTIES. — Zatoka, 2018. — 04MIT09.
44. *Kostyukevich N. S., Karapetyan S. A., Sinyavskii E. P.* Features of Luminescence in Nanotube in External Electric and Magnetic Fields // PROCEEDINGS OF THE 2018 IEEE 8-TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON NANOMATERIALS: APPLICATIONS AND PROPERTIES. — Zatoka, 2018. — 02PN24.
45. *Карапетян С. А., Синявский Э. П., Костюкевич Н.* Теория рассеяния носителей на шероховатой поверхности в квантовых проволоках // VI-я Международная конференция "Телекоммуникации, электроника и информатика". — Кишинев, 2018. — С. 233—236.

13. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А., Костюкевич Н. С.* Влияние электрического поля на процессы рассеяния электронов на шероховатой поверхности в квантовых ямах // Вестник Приднестровского Университета. — 2018. — Т. 3, № 60. — С. 19–24.
14. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А., Костюкевич Н. С.* Модели описания рассеяния носителей на шероховатой поверхности в квантовых проволоках // Вестник Приднестровского Университета. — 2018. — Т. 60, № 3. — С. 24–29.

Список литературы

1. Interface roughness scattering in GaAs/AlAs quantum wells / H. Sakaki [et al.] // Applied Physics Letters. — 1987. — Vol. 51, no. 23. — P. 1934.
2. *Shchurova L., Kulbachinskii V.* The thermodynamic, transport and magnetotransport properties of Mn -doped GaAs / InGaAs / GaAs quantum well with ferromagnetism // International Journal of Modern Physics B. — 2009. — Июль. — Т. 23, № 17. — С. 3596–3601.
3. *Pozdnyakov D., Galenchik V., Borzdov A.* Electron Scattering in Thin GaAs Quantum Wires // Phys. Low-Dim. Struct. — 2006. — Т. 2. — С. 87–90.
4. *Khanh N. Q., Van Tai V.* Transport properties of the two-dimensional electron gas in wide AlP quantum wells: The effects of background charged impurity and acoustic phonon scattering // Superlattices and Microstructures. — 2016. — Т. 100. — С. 792–798.
5. *Gold A.* Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature // Physical Review B. — 1987. — ЯНВ. — Т. 35, № 2. — С. 723–733.
6. Effect of interface roughness on the density of states of finite barrier height quantum wells / A. Thongnum [et al.] // Solid State Communications. — 2008. — Jan. — Vol. 145, no. 4. — P. 207–211.
7. *Su S.-K., Lee C.-P., Voskoboynikov O.* Well-thickness dependent electron transport effective mass and mobility in Sb-based quantum wells // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. — 2013. — Feb. — Vol. 48. — P. 80–84.
8. *Лозовик Ю. Е., Рувинский А. М.* Магнитоэкситонное поглощение света в неоднородных квазидвумерных системах // ЖЭТФ. — 1998. — Т. 4. — С. 1451.
9. *Гейлер В. А., Маргулис В. А., Филина Л. И.* Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле // ЖЭТФ. — 1998. — Т. 113, № 4. — С. 1376.

10. Гейлер В. А., Маргулис В. Проводимость квантовой проволоки в параллельном магнитном поле // ФТП. — 1999. — Т. 113, № 9. — С. 1141—1143.
11. Raman scattering in quantum wells in a high magnetic field: Fröhlich interaction / A. Cros [et al.] // Physical Review B. — 1992. — Nov. — Vol. 46, no. 19. — P. 627–634.
12. Beenakker C., Houten H. van. Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures // Solid state physics. — 1991. — Vol. 44. — P. 1–228.
13. Суняевский Э. П., Хамидуллин Р. А. Особенности электропроводности параболической квантовой ямы в магнитном поле // ФТП. — 2002. — Т. 36, № 8. — С. 989–992.
14. Yutani A., Shiraki Y. Transport properties of n-channel Si/SiGe modulation-doped systems with varied channel thickness: effect of the interface roughness // Semiconductor Science and Technology. — 1996. — Июль. — Т. 11, № 7. — С. 1009–1014.
15. Stern F. Calculated Temperature Dependence of Mobility in Silicon Inversion Layers // Physical Review Letters. — 1980. — June. — Vol. 44, no. 22. — P. 1469–1472.
16. Infrared magnetoreflexion in bismuth. I. High fields / B. Lax [et al.] // Physical Review Letters. — 1960. — Sept. — Vol. 5, no. 6. — P. 241–243.
17. Cohen M. H. Energy bands in the bismuth structure. I. A nonellipsoidal model for electrons in Bi // Physical Review. — 1961. — Jan. — Vol. 121, no. 2. — P. 387–395.
18. Levin A. J., Black M. R., Dresselhaus M. S. Indirect L to T point optical transition in bismuth nanowires // Physical Review B. — 2009. — Apr. — Vol. 79, no. 16. — P. 165117.

Карпетян Сергей Артурович

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА ШЕРОХОВАТОЙ
ПОВЕРХНОСТИ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В
РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Автореф. дис. на соискание ученой степени **канд. физ.-мат. наук**

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____