

На правах рукописи

Карапетян Сергей Артурович

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

Специальность 01.04.02 —  
«Теоретическая физика»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Тирасполь — 2018

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,  
Не очень длинное название для места работы,  
старший научный сотрудник

**Фамилия Имя Отчество,**  
кандидат физико-математических наук,  
Основное место работы с длинным длинным  
длинным длинным названием,  
старший научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное об-  
разовательное учреждение высшего професси-  
онального образования с длинным длинным  
длинным длинным названием

Защита состоится **DD mmmmmmmm YYYY 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 учре-  
ждения, просьба направлять по адресу: **Адрес**, ученому секретарю диссер-  
тационного совета **NN.**

Автореферат разослан **DD mmmmmmmm YYYY** 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  $10^3 \text{см}^{-1}$ ) 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 и задачи исследования** Основной задачей диссертационной работы является теоретическое исследование 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)

## Решены 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).
- Выяснена роль процессов рассеяния на шероховатой поверхности на внутризонные, межзонные и межподзонные оптические переходы в размерно-ограниченных системах.

## Научная новизна

1. Из общих соотношений неравновесной квантовой статистики в приближении времени релаксации вычисляется 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. Полученные теоретические результаты по величине подвижности, по зависимости подвижности от температуры, от размеров наноструктуры находят экспериментальное подтверждение в разнообразных квантовых системах. Именно сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными позволяет провести оценки параметров флуктуирующей поверхности наноструктуры. Сформулированы условия на размеры квантовых наносистем, температуру, когда упругие процессы рассеяния электронов на шероховатой поверхности становятся доминирующими по сравнению с рассеянием носителей на акустических фононах.
2. Подробно исследовано влияние однородного магнитного поля **H** на электропроводность в размерно-квантованных системах (квантовые ямы, параболические нанопроволоки) с учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности. Показано, что с ростом напряженности продольного магнитного поля подвижность увеличивается, что связано с уменьшением радиуса локализации носителей тока в исследуемых наноструктурах, т.е. к уменьшению вероятности рассеяния носителей на шероховатой поверхности.

В поперечном магнитном поле подвижность с ростом напряженности поля уменьшается. Такое поведение подвижности от  $\mathbf{H}$  связано с тем, что в скрещенных электрическом и магнитном полях носители с дрейфовой скоростью перемещаются вдоль оси пространственного квантования, поэтому активно участвуют в процессах рассеяния на шероховатой поверхности исследуемой наноструктуры. Теоретические результаты для электропроводности в магнитном поле для нанопроволок висмута, сравниваются с экспериментальными данными .

3. Впервые исследовано влияние интенсивного лазерного излучения на межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в квантовых проволоках. Показано, что когда частота лазерного излучения равна или частоте размерного квантования (размерно-инфракрасный резонанс) или, в присутствии поперечного магнитного поля, гибридной частоте (магнито-инфракрасный резонанс) то лазерная подсветка определяет форму осцилляций коэффициента поглощения света. В частности показано, что второй пик магнетопоглощения расщепляется на два пика, полуширина которых и расстояние между которыми зависят от интенсивности резонансного лазерного излучения. Проведено подробное исследование динамики изменения частотной зависимости коэффициента межзонного поглощения света при увеличении интенсивности резонансного лазерного излучения. Именно существенное изменение частотной зависимости коэффициента межзонного поглощения света в поле резонансного лазерного излучения дает возможность наблюдать заметное поглощение света при частотах, когда в отсутствие лазерной подсветки исследуемая квантовая система не поглощает электромагнитную волну. Важно отметить, что заметное влияние лазерного излучения на оптические характеристики размерно-ограниченных систем осуществляется при небольших (экспериментально достигаемых) интенсивностях ИК излучения, что позволяет надеяться на экспериментальное обнаружение предсказанного эффекта. Именно в квантованных нанопроволоках, из-за одномерного движения носителей, возникают особенности в плотности электронных состояний на дне размерно-квантованных зон, что приводит к наиболее яркому проявлению влияния резонансного лазерного излучения на оптические характеристики исследуемой квантовой системы.
4. Впервые проведены теоретические исследования электропроводности, термоэдс в размерно-квантованных системах в присутствии однородного электрического поля  $\mathbf{E}$ , направленного вдоль оси пространственного квантования. Показано, что только при учете

взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью, подвижность, термоэдс с ростом  $E$  уменьшаются. В случае вырожденного электронного (дырочного) газа подвижность, термоэдс осциллируют при изменении напряженности поперечного однородного электрического поля. Предложена физическая интерпретация такого поведения кинетических коэффициентов от  $E$ . Проведены детальные исследования влияния однородного магнитного поля различной ориентации по отношению к  $E$  на подвижность квантовых проволок  $Vi$ .

**Теоретическая значимость** 1) предложен метод расчета кинетических коэффициентов (электропроводность, термоэдс), позволяющих описать явления переноса в размерно-квантованных системах без использования классического уравнения Больцмана; 2) 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 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» (Орландо, 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 «Нанотехнологии» (Саранск 2009), «Foundamentals of Electronic Nanosystems NANOPITER-2010» (Санкт-Петербург 2010), «X Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017» (Санкт-Петербург 2017)

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 37 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 25 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  $\delta$ -образной флуктуации поверхности. Особое

внимание уделяется расчету времени релаксации  $\tau_\alpha$  во внешнем постоянном электрическом поле  $\mathbf{E}$ , направленном вдоль оси пространственного квантования низкоразмерной системы с параболическим потенциалом. В случае  $\delta$ -образной флуктуации поверхности для параболической квантовой ямы обратное время релаксации, связанное с рассеянием электрона с эффективной массой  $m_e$  на шероховатой поверхности, описывается соотношением:

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

$\gamma_0$  — высота флуктуации,  $\hbar\omega$  — энергия размерного квантования, которая простым образом связана с величиной потенциальной энергии  $\Delta E_c$  на границе параболической квантовой ямы с шириной  $a$

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

Важно отметить, что зависимость времени релаксации от электрического поля представляется важным, так как при других механизмах рассеяния (на длинноволновых акустических фононах, на примесях)  $\tau_\alpha$  не зависит от величины поперечного электрического поля. Заметим, что  $\tau_\alpha$  (для любого типа флуктуации) совпадает с транспортным временем релаксации, используемым при решении уравнения Больцмана. Из (1) следует, что  $\tau_\alpha$  определяется только номером размерно-квантованной зоны проводимости, в которой происходит рассеяние и с ростом  $\mathbf{E}$  уменьшается, что является принципиально важным при исследовании кинетических явлений в размерно-ограниченных системах. В этом же параграфе исследуется  $\tau_\alpha$  в анизотропных параболических квантовых проволоках (такая модель часто применяется при описании кинетических явлений в нанопроволоках [1–3] и находит свое математическое подтверждение [4]), когда магнитное поле  $\mathbf{H}$  параллельно постоянному электрическому полю  $\mathbf{E}$ , направленного перпендикулярно оси нанопроволоки. При этом обратное время релаксации, связанное с рассеянием электрона на шероховатой поверхности в нижней размерно-квантованной зоне проводимости, имеет вид:

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

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

Глава 2. Влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности на оптические свойства размерно-ограниченных систем.



В §2.1 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  $\Omega$  и вектора поляризации  $\xi$  проводился по формуле Кубо. Матричные элементы оператора импульса для прямоугольной квантовой ямы определяются соотношениями  $(\alpha(n, \mathbf{k}_\perp), \beta(n', \mathbf{k}'_\perp))$ :

$$\langle \alpha | \hat{p}^{(z)} | \beta \rangle = \frac{2}{a} i \hbar \delta_{k_\perp k'_\perp} \frac{nn_1}{n^2 - n_1^2} [(-1)^{n+n_1} - 1], \quad n \neq n_1 \quad (3)$$

$$\langle \alpha | \hat{p}^{(x)} | \beta \rangle = \hbar k_x \delta_{\alpha\beta}, \quad \langle \alpha | \hat{p}^{(y)} | \beta \rangle = \hbar k_y \delta_{\alpha\beta}. \quad (4)$$

Из (3)–(4), следует правило отбора для переходов электрона между размерно-квантованными зонами проводимости  $n \neq n_1$  такое, что поглощение света в данном случае, возможно только в  $z$ -поляризации (ТЕ – поляризация).

Для невырожденного электронного газа коэффициент поглощения света, связанный с переходом электрона из нижайшей зоны проводимости ( $n = 1$ ) в ближайшую размерно-квантованную зону проводимости ( $n_1 = 2$ ), записывается следующим образом ( $\beta_0 \hbar \Omega \gg 1$ ):

$$K(\Omega) = K_M \frac{1}{1 + \left( \frac{\tau_0}{17\hbar} \Delta_0 \right)^2}; \quad (5)$$

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

$n_e = N/L_x L_y$  — поверхностная плотность электронов. При записи (5) учитывалось, 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 нижайшей размерно-квантованной зоне проводимости ( $n = 1$ ), и, следовательно,  $\sum n_{k_\perp} \cong N$  ( $N$  — число электронов в исследуемой

квантовой системе). Из (5) следует, 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  $n_e = 4 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ ,  $n_0 = 3.2$ , 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),  $K_M = 2 \cdot 10^4 \text{см}^{-1}$ . 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.

Для ТЕ-поляризованного излучения, из (4) следует, что возможно поглощение света только в одной размерно-квантованной зоне проводимости. 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:

$$K(\Omega) = \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e c n_0 a \hbar \beta_0 \Omega^2} \int_0^\infty x dx \int_{-\infty}^\infty y dy \times \\ \times \exp \left\{ -2\Gamma_0 |y| \left[ 1 - \frac{\delta_0}{\pi x |y|} \sin^2 \left( \frac{x|y|}{\delta_0} \right) + \frac{1}{\pi} \text{Si} \left( \frac{2x|y|}{\delta_0} \right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\delta_0 = 2\hbar\Omega\beta_0, \quad \beta_0 = \frac{1}{k_0 T},$$

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

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

В случае низких температур  $\delta_0 \gg 1$ , выражение для коэффициента поглощения света (6) можно записать:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e c n_0 a \hbar \beta \Omega^2} \frac{\Gamma_0}{1 + \Gamma_0^2}. \quad (7)$$

В нижайшем приближении по взаимодействию электрона с шероховатой поверхностью  $\Gamma_0 \ll 1$ , что соответствует обычной теории возмущений. Из (7) следует:

$$K(\Omega) = \frac{2^4 e^2 n_e \gamma_0 m}{\pi c n_0 a \hbar^3 \beta_0} \left( \frac{\varepsilon_0}{\hbar \Omega} \right)^3. \quad (8)$$

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

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  $\delta_0 = 10$ ,  $a = 50\text{\AA}$ ,  $K(\Omega) \cong 120 \text{см}^{-1}$ . Следовательно, в области низких частот для узких квантовых ям с большой флуктуацией поверхности теория возмущений при исследовании внутризонного поглощения света может оказаться несправедливой.

В §2.2 и §2.3 исследовалось влияние резонансного лазерного излучения на оптические свойства квантовых ям и квантовых проволок.

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

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

где

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

$\hbar\omega_v$  — 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).

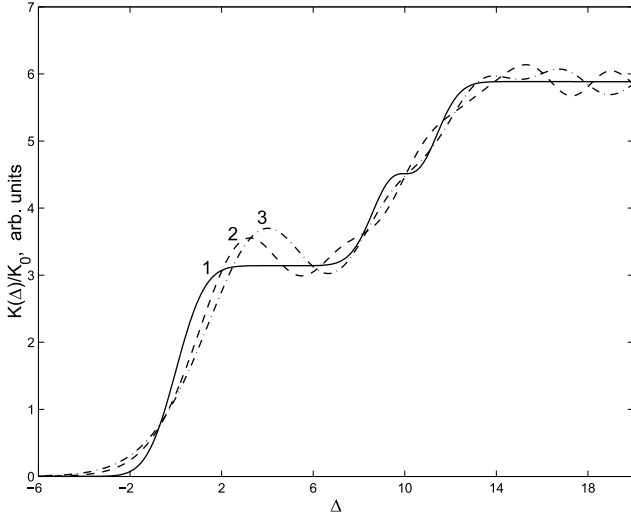


Рис. 1 — Частотная зависимость межзонного поглощения света в параболической квантовой яме в режиме размерно-инфракрасного резонанса. Кривые 1, 2, 3 получены соответственно для  $a = 0$ ;  $a = 0.4$ ;  $a = 0.8$ .

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:

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

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

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

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

При  $\xi \ll 1$ , форма линии межзонного поглощения света (высота, полуширина) полностью определяется интенсивностью лазерного излучения, и коэффициент поглощения света согласно (11) записывается следующим образом:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 \left[ \frac{\pi\mu^* |\Delta|}{\hbar^2 a_0} \right]^{\frac{1}{2}} \begin{cases} e^{-z} K_{1/4}(z), & \Delta \leq 0 \\ \frac{\pi}{\sqrt{2}} e^{-z} [I_{1/4}(z) + I_{-1/4}(z)], & \Delta > 0 \end{cases} \quad (12)$$

$$z = \frac{\Delta^2}{8a\hbar^2} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta}{\hbar\omega_f} \right)^2 \cdot \xi,$$

$K_v(z)$  — функция Макдональда,  $I_v(z)$  — модифицированная функция Бесселя. С ростом интенсивности ИК излучения ( $\xi$  уменьшается при фиксированном значении  $\omega_f$ ) 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:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle|^2 4 \left[ \frac{2\mu^*\omega_f}{\hbar a} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \operatorname{Re} \int_0^\infty dx f(x) \left\{ -\sqrt{\pi} f(x) e^{f^2(x)} [1 - \Phi(f(x))] + 1 \right\} \quad (13)$$

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

$\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle$  — 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

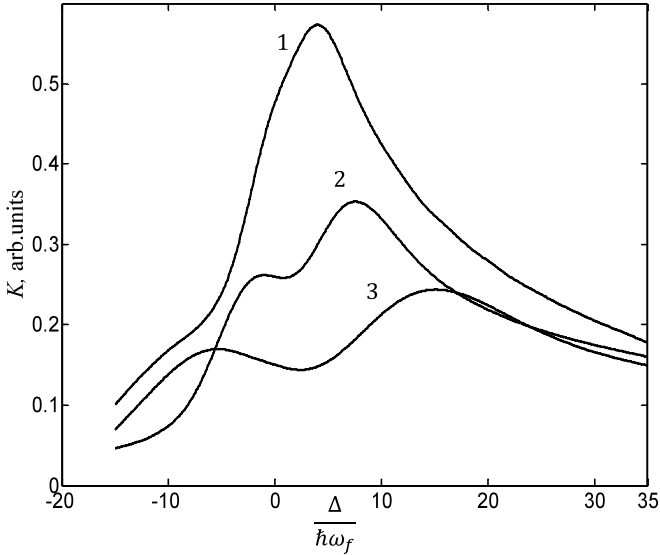


Рис. 2 — Зависимость второго пика магнетопоглощения (в относительных единицах) от  $\Delta/\hbar\omega_f$  при различных значениях интенсивности резонансного ( $\omega_L = \Omega_e$ ) лазерного излучения. Кривые 1, 2, 3 вычислены для  $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$  соответственно.

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 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  $R_0 = 10^3 \text{ A}$ ,  $E_c = 7 \text{ V/cm}$  для лазера  $\text{H}_2\text{O}$  ( $\hbar\omega_L = 0.044 \text{ eV}$ ). Следовательно, резонансное лазерное излучение заметно влияет на частотную зависимость межзонного поглощения света при небольших, вполне экспериментально доступных значениях интенсивности ИК- лазерного излучения.

Глава 3. Влияние шероховатой поверхности на кинетические эффекты в низкоразмерных системах.

В данной главе делается попытка объяснить особенности температурной зависимости электропроводности, экспериментально наблюдаемые в нелегированных наноструктурах, учитывая процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности и на фононах. Именно из сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными по температурной зависимости электропроводности можно провести оценки параметров флуктуирующей поверхности. 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:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2\hbar^3\delta_1}{m_e^2\pi^2(\Delta\Lambda^2V_1)^2L} \int_0^\infty \frac{d\tau \cdot \tau \cdot \exp(\delta_1\tau - \beta_0\tilde{\xi})}{\exp(-\tau)I_0(\tau) \cdot [\exp(\delta_1\tau - \beta_0\tilde{\xi}) + 1]^2}, \quad (14)$$

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

$\Delta_0, \Lambda_0$  — высота и ширина гауссовой флуктуации соответственно,  $\tilde{\xi} = \xi - \varepsilon_1$  — химический потенциал, отсчитанный от дна нижайшей размерно-квантованной зоны проводимости,

$$\beta_0\tilde{\xi} = \ln \left[ \exp \left( \frac{\beta_0\pi\hbar^2n_s}{m_e} \right) - 1 \right]. \quad (15)$$

$n_s$  — поверхностная плотность электронного газа.

Из выражения (14) 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

[5]. При низких температурах подвижность определяется только размером КЯ и параметрами флуктуирующей поверхности  $\Delta$ ,  $\Lambda$ . При изменении толщины КЯ от  $70\text{\AA}$  до  $100\text{\AA}$  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 [5].

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

$$\sigma_{xx} = \frac{\beta_0 e^2}{V m^2} \sum_{\alpha} \left| \hat{p}_{\alpha\alpha}^{(x)} \right|^2 \frac{\tau_{\alpha} \tau_{\alpha}^f}{\tau_{\alpha} + \tau_{\alpha}^f} n_{\alpha} (1 - n_{\alpha}), \quad (16)$$

$\tau_{\alpha}$  — время релаксации, определяемое рассеянием электронов на шероховатой поверхности,  $\tau_{\alpha}^f$  — время релаксации, связанное с рассеянием электрона на фононах [6].

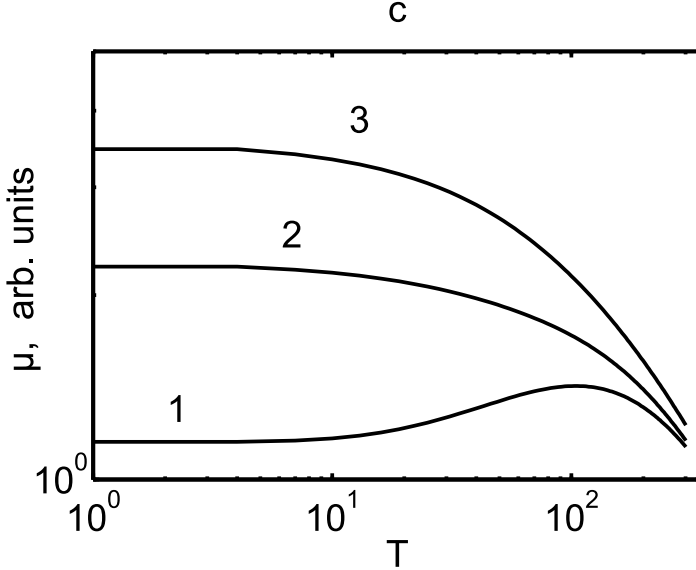


Рис. 3 — Температурная зависимость подвижности (в относительных единицах) при учете рассеяния носителей на шероховатой поверхности и фононах в КЯ при  $\Lambda = 70\text{\AA}$ ,  $\Delta = 3\text{\AA}$ ,  $L_0 = 100\text{\AA}$ , кривые 1, 2, 3 получены соответственно для  $n_s = 10^{11} \text{cm}^{-2}$ ,  $n_s = 7 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ ,  $n_s = 1.5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ .

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 [5], а также в КЯ Si/SiGe [7]. 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 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 [8].

Особый интерес представляют исследования электропроводности в размерно-квантовых 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:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 k_0 T \hbar}{\pi \gamma_0 m_e L 4 V_0^2} \sum_n \frac{\ln \left\{ \exp \left[ \beta \left( \tilde{\xi} - \hbar \Omega_e n \right) \right] + 1 \right\}^2}{\left( n + \frac{1}{2} \right)}. \quad (17)$$

Здесь

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

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

$$N = \sum_{\alpha} n_{\alpha}, \quad (18)$$

и определяемый из уравнения:

$$\sum_n \ln \left\{ \exp \left[ \beta \left( \tilde{\xi} - \hbar \Omega_e n \right) \right] + 1 \right\} = \frac{\omega}{\Omega_e} \frac{\beta \hbar^2 \pi L n_e}{m_e} \quad (19)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов. Из (17) в квантовом пределе, когда все носители находятся на нижайшем уровне Ландау, выражение для подвижности имеет вид:

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

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, как следует из (20) в случае рассеяния на шероховатой поверхности  $\mu_{xx}$  с ростом магнитного поля увеличивается. Такое поведение зависимости подвижности от продольного магнитного 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, аналогично (20) имеет вид:

$$\mu_{yy} = \frac{4e\hbar}{m^2\gamma} \left( \frac{\partial\omega}{\partial L} \right)^{-2} \left[ 1 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (21)$$

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.

Глава 4. Явления переноса в наноструктурах в поперечном электрическом поле с учетом рассеяния на шероховатой поверхности.

В §4.1 рассматривалось влияние постоянного поперечного электрического поля на рассеяние носителей 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:

$$\mu_{xx} = \mu_{xx}(0) \frac{1}{(1 + 2N_c)^2}, \quad (22)$$

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  $\Delta_c$ , 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 [9; 10].

В §4.2 приводятся результаты расчетов подвижности для квантовой проволоки висмута радиуса  $R$  в постоянном поперечном электрическом поле, зонная структура которой показана на рисунке 4. Получено выра-

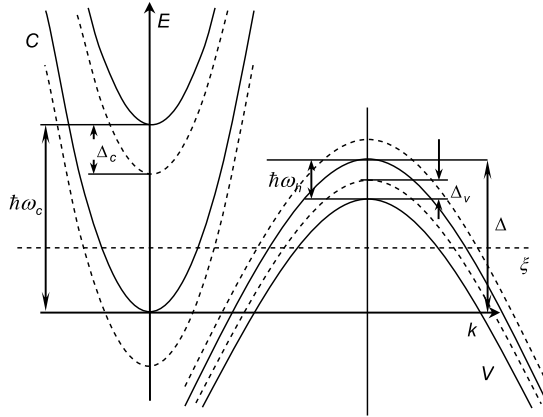


Рис. 4 — Схема зонной структуры рассматриваемой низкоразмерной системы. Сплошными линиями показаны две нижайшие размерно-квантованные зоны ( $c$  — зоны проводимости,  $v$  — валентные зоны), пунктирными линиями изображены две нижайшие размерно-квантованные зоны в поперечном электрическом поле;  $\xi$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

жение для подвижности:

$$\mu = \frac{\mu_0 \sqrt{\pi}}{2 \sum_{nm} F(\eta_{nm}^c)} \sum_{nm} \left\{ \frac{\ln [\exp (\eta_{nm}^c) + 1]}{(n+m+1+N_c)^2} + \left( \frac{\Delta E_c}{\Delta E_v} \right) \frac{1}{p} \frac{\ln [\exp (\eta_{nm}^v) + 1]}{(n+m+1+N_v)^2} \right\}. \quad (23)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned}\mu_0 &= \frac{4R^4 e}{\gamma \Delta E_c} \sqrt{\frac{k_0 T}{2\pi m_c}}, \quad N_v = \frac{2\Delta_v}{\hbar\omega_v}, \\ \eta_{nm}^c &= \frac{1}{k_0 T} [\xi - \hbar\omega_c (n + m + 1) + \Delta_c], \\ \eta_{nm}^v &= \frac{1}{k_0 T} [-\xi - \hbar\omega_v (n + m + 1) + \Delta_0 + \Delta_v], \\ F(\eta_{nm}^c) &= \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1},\end{aligned}$$

$p$  — число  $s$  зон, участвующих в процессах электропроводности. Химический потенциал  $\xi$  находится из условия электронейтральности исследуемой наноструктуры (число электронов в зонах проводимости равно числу дырок в валентной зоне),  $\Delta_0$  определяется перекрыванием валентной зоны и зоны проводимости,  $\Delta_0 \cong 39$  meV [11].

$$p \sqrt{\frac{m_c}{m_v}} \sum_{n,m} \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^c) + 1} = \sum_{n,m} \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \eta_{nm}^v) + 1}. \quad (24)$$

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 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  $\mu$  от  $E$  слабее, чем для электронов. Следовательно, осцилляционная зависимость подвижности от  $E$  должна наблюдаться и для полупроводниковых квантовых проволок с вырожденным электронным газом.

В §4.3 рассмотрено влияние рассеяния носителей тока на шероховатой поверхности в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном

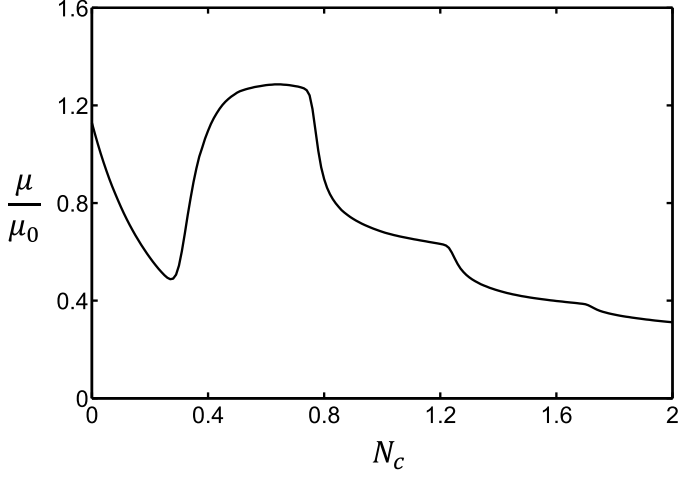


Рис. 5 — Зависимость подвижности (в относительных единицах) от напряженности поперечного электрического поля.  $R = 330 \text{ \AA}$ . полях. Для этого случая получено соотношение для электропроводности:

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2\hbar}{\beta_0\pi^2m_x^*\gamma_0} \sum_{nm} \frac{\ln[1 + \exp(\beta_0\xi_{nm})]}{\left[\hbar\omega_y \frac{\omega_y}{\Omega_y} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + 2\Delta_c\right]^2} \quad (25)$$

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

$\xi$  — химический потенциал исследуемой наносистемы. Аналогично можно записать  $\sigma_{xx}$  для дырок в валентной зоне полуметалла Vi. В этом случае эффективные массы электронов нужно заменить на соответствующие массы дырок  $\mu_x$ ,  $\mu_y$ ,  $\mu_z$ , а  $\xi$  на  $-\xi + \Delta_0$ .

На рисунке 6 приведены численные расчеты 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  $\Delta_c$  электронный газ (при рассмотренных параметрах квантовой проволоки) является невырожденным, поэтому с ростом напряженности поперечного электрического поля подвижность уменьшается. Кривая 1 (подвижность в отсутствии 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 с зоны, в которой существуют особенности в плотности энергетических состояний. Первый пик связан

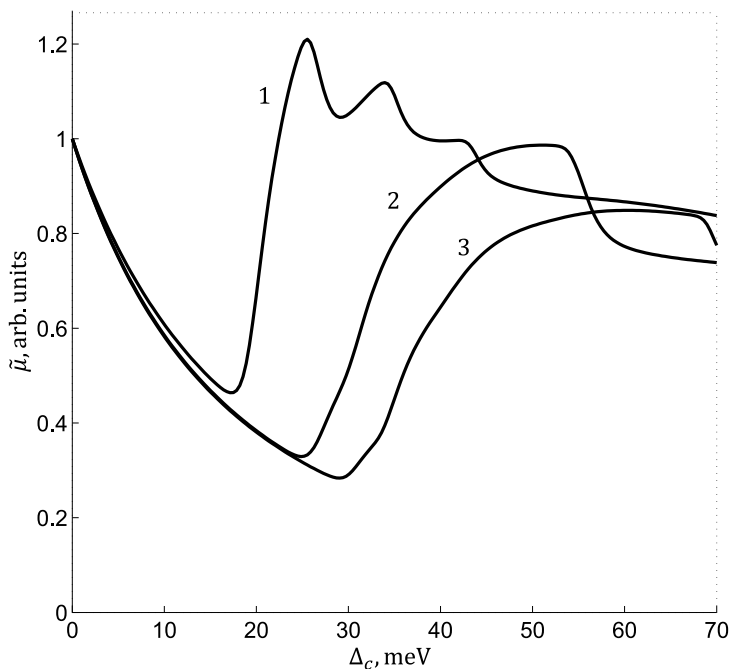


Рис. 6 — Зависимость подвижности в относительных единицах  $\tilde{\mu} = \mu(E)/\mu(0)$  от электрического поля.

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  $\Delta_c$ . 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 Вi 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.

13. *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.
14. *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.
15. *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.
16. *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.
17. *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.
18. *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.
19. *Карапетян 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.
20. *Синяевский Э. П., Карапетян 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.



21. *Синяевский Э. П., Хамидуллин Р. А., Карапетян С. А.* Электропроводность квантовых проволок висмута в магнитном поле // The book abstracts. International Conference "Physics of low-dimensional structures". — Кишинев, 2007. — С. 80.
22. *Синяевский Э. П., Бурлачук А. В., Карапетян 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.
23. *Синяевский Э. П., Бурлачук А. В., Карапетян 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.
24. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на электропроводность в наноструктурах // Труды XI Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2009. — С. 378.
25. *Синяевский Э. П., Карапетян 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.
26. *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.
27. *Карапетян 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.
28. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Особенности подвижности в параболических низкоразмерных системах в поперечном электрическом поле // Abstracts CFM-2009 Conferința Fizicienilor din Moldova. — Кишинев, 2009. — С. 175.
29. *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.

30. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Электропроводность в квантовых ямах в магнитном и поперечном электрическом полях // Труды XII Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2010. — С. 238.
31. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние поперечного электрического поля на подвижность в квантовых проволоках VI // Труды XIII Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2011.
32. *Синяевский Э. П., Карапетян 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.
33. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Подвижность в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях // Труды XV Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2012. — С. 267.
34. *Синяевский Э. П., Карапетян С. А.* Влияние резонансных оптических фоонов на электропроводность в квантовых проволоках в магнитном поле // Труды XVI Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». — Ульяновск, 2013. — С. 89.
35. *Карапетян 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.
36. *Синяевский 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.
37. *Синяевский 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.

## Список литературы

1. Гейлер В. А., Маргулис В. А., Филлина Л. И. Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле // ЖЭТФ. — 1998. — Т. 113, № 4. — С. 1376.
2. Гейлер В. А., Маргулис В. Проводимость квантовой проволоки в параллельном магнитном поле // ФТП. — 1999. — Т. 113, № 9. — С. 1141–1143.
3. 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.
4. Beenakker C., Houten H. van. Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures // Solid state physics. — 1991. — Vol. 44. — P. 1–228.
5. Interface roughness scattering in GaAs/AlAs quantum wells / H. Sakaki [et al.] // Applied Physics Letters. — 1987. — Vol. 51, no. 23. — P. 1934.
6. Суняевский Э. П., Хамидуллин Р. А. Особенности электропроводности параболической квантовой ямы в магнитном поле // ФТП. — 2002. — Т. 36, № 8. — С. 989–992.
7. 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.
8. Stern F. Calculated Temperature Dependence of Mobility in Silicon Inversion Layers // Physical Review Letters. — 1980. — June. — Vol. 44, no. 22. — P. 1469–1472.
9. Infrared magnetoreflexion in bismuth. I. High fields / B. Lax [et al.] // Physical Review Letters. — 1960. — Sept. — Vol. 5, no. 6. — P. 241–243.
10. 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.
11. 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 \_\_\_\_\_