

на правах рукописи

Шерстобитов Андрей Александрович

**Проводимость двумерных систем при переходе от
слабой к сильной локализации**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург – 2004

Работа выполнена в отделе оптоэлектроники и полупроводниковой техники НИИ физики и прикладной математики Уральского государственного университета им. А.М. Горького.

Научный руководитель – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Г.М. Миньков

Официальные оппоненты – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник А.И. Якимов

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Г.И. Харус

Ведущее учреждение – ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Защита состоится « 10 » июня 2004 г. в 15.00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.286.01 по защите диссертаций на соискание ученой степени доктора физико-математических наук в Уральском государственном университете им. А.М. Горького (620083, г. Екатеринбург, К-83, пр. Ленина 51, комн. 248).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Уральского государственного университета им. А.М. Горького.

Автореферат разослан « » мая 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
с.н.с.

Н.В. Кудреватых

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Повышенный интерес к низкоразмерным системам связан с развитием микроэлектроники. Использование свойств низкоразмерных систем позволяет создавать на их основе новые приборы. Примером может служить полевой транзистор с высокой подвижностью электронов, в котором проводящий двумерный слой и примесь разделены барьером, или светоизлучающие приборы с квантовыми точками. Большую роль в развитии физики низкоразмерных систем сыграло развитие технологии, в особенности методов молекулярно-лучевой эпитаксии. Применение этих методов позволяет конструировать структуры с новыми свойствами. Для получения требуемых свойств необходимо глубокое понимание физики низкоразмерных систем, которое может быть достигнуто только благодаря проведению тщательной исследовательской работы.

В низкоразмерных системах движение носителей тока ограничено в одном или нескольких направлениях, что в первую очередь приводит к размерному квантованию, т.е. к изменению энергетического спектра носителей тока. Такое изменение спектра приводит к возникновению новых эффектов (например, целочисленного и дробного квантового эффекта Холла) и существенно меняет известные эффекты, в том числе квантовые поправки к проводимости. Так, если в трехмерном (3D) случае при $T=0$ квантовые поправки дают лишь малую добавку к проводимости, то в двумерном (2D) случае они расходятся при $T \rightarrow 0$. При конечной температуре относительная величина квантовых поправок в 2D структурах заметно больше, чем в 3D, так что при не очень большой величине друдевской проводимости они могут стать и сравнимы с ней. В результате квантовые поправки могут привести к сильной температурной зависимости проводимости, которую ошибочно можно принять за признак перехода к прыжковому механизму проводимости.

Общепринято, что если проводимость двумерной системы σ становится меньше кванта проводимости e^2/h (e - заряд электрона, h - постоянная Планка) и наблюдается сильная температурная зависимость проводимости, механизм проводимости является прыжковым. Именно этот критерий используется в большом числе работ для определения механизма проводимости. Однако для 2D структур он не кажется бесспорным. В этих условиях обычно наблюдаются эффекты характерные для диффузионного механизма проводимости: отрицательное магнитосопротивление близкое по форме к отрицательному магнитосопротивлению, связанному с подавлением слабой локализации; эффект Холла, который дает правильную концентрацию носителей.

Таким образом, вопрос о механизме проводимости двумерных систем при величине низкотемпературной проводимости порядка и меньше e^2/h остается актуальным до настоящего времени. Он представляет большой интерес не только с точки зрения проблем Андерсоновской локализации, но и с точки зрения понимания «металлического» поведения проводимости, обнаруженного в некоторых 2D системах [1].

Представляется, что для надежной интерпретации механизма низкотемпературной проводимости в 2D системах при значениях $\sigma \leq e^2/h$ необходимо анализировать не только температурную зависимость проводимости, но и гальваномагнитные эффекты: магнитосопротивление и эффект Холла. Существенно расширяют понимание

условий, при которых происходит переход от диффузионной к прыжковой проводимости, и исследования неомической проводимости. Это связано с тем, что механизмы возникновения нелинейности в двух этих режимах качественно отличны. Так при диффузионной проводимости неомичность в наших условиях связана только с разогревом электронного газа, в то время как при прыжковой проводимости появляются дополнительные механизмы нелинейности, связанные с изменением вероятности прыжков в сильном электрическом поле и ударной ионизацией.

Цель настоящей работы заключается в следующем:

- Исследовать квантовые поправки к проводимости двумерных структур на основе *GaAs*. Определить область проводимостей, в которой теория квантовых поправок количественно согласуется с экспериментальными данными. Исследовать поведение интерференционной поправки при уменьшении проводимости.
- Исследовать разогрев двумерного электронного газа при диффузионном механизме проводимости в двумерных структурах на основе *GaAs*. Определить основные механизмы релаксации энергии.
- Исследовать неомическую проводимость двумерного электронного газа в сильных электрических полях в широком диапазоне проводимостей от $\sigma \approx e^2/h$ до $\sigma \ll e^2/h$. Определить диапазон проводимостей, в котором происходит переход от диффузионной к прыжковой проводимости.

Научная новизна работы.

- Впервые на хорошо аттестованных образцах проведен подробный анализ интерференционной поправки к проводимости в широком диапазоне проводимостей, начиная со значений низкотемпературной проводимости много больше e^2/h до проводимости много меньше e^2/h .
- Предложен метод анализа неомической проводимости, позволяющий отличить проводимость по делокализованным состояниям от проводимости по локализованным состояниям.
- Впервые для исследования перехода от слабой к сильной локализации в двумерных системах использован анализ производной скорости релаксации энергии по температуре электронной системы.

Практическая значимость проведенных исследований состоит в том, что они дают более ясную картину перехода от слабой к сильной локализации в двумерных системах. Предложен метод анализа неомической проводимости, который позволяет надежно различать проводимость по делокализованным состояниям от прыжковой проводимости.

Основные положения, выносимые на защиту:

- В диапазоне изменения проводимости от $3 e^2/h$ до $30 e^2/h$ магнитосопротивление и температурная зависимость проводимости количественно описываются теорией квантовых поправок, учитывающей лишь первый член разложения по G_0/σ ($G_0 = e^2/\pi h$). Учет следующего члена разложения по G_0/σ дает

количественное согласие с экспериментальными результатами в интервале проводимостей $(0.5 - 3) e^2/h$.

- Качественное согласие магнитополевых и температурных зависимостей проводимости с теорией квантовых поправок наблюдается вплоть до значения проводимости $10^{-2} e^2/h$. Во всем диапазоне изменения низкотемпературной проводимости $(10^{-2} - 30)e^2/h$ механизм проводимости не меняется и проводимость осуществляется по делокализованным состояниям.
- Основным механизмом релаксации энергии в исследованном диапазоне температур и концентраций является взаимодействие с акустическими фононами как через деформационный, так и через пьезоэлектрический потенциалы.
- Анализ производной скорости релаксации энергии по температуре электронной системы позволяет отличить проводимость по делокализованным состояниям от проводимости по локализованным состояниям. Такие исследования показывают, что вплоть до значений низкотемпературной проводимости $(10^{-2}-10^{-1}) e^2/h$ проводимость идет по делокализованным состояниям.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинарах лаборатории полупроводников и полуметаллов ИФМ УРО РАН, Зимних школах ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 10-й Уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Курган 2004), 6-й Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург 2003), 10-й Международной конференции по прыжковой проводимости и связанным с ней явлениям (HRP10, Trieste 2003)

Публикации.

По результатам проведенных исследований опубликовано 8 научных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация содержит 5 глав, введение и заключение. Объем диссертации составляет 126 страниц, включая 62 рисунка и 4 таблицы. Список литературы содержит 84 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, отмечены актуальные проблемы анализа транспортных явлений в двумерных системах при переходе от слабой к сильной локализации. Сформулирована цель и практическая значимость работы, а также приведены основные результаты работы.

Первая глава посвящена рассмотрению теории гальваномагнитных явлений в слабых электрических полях и современного состояния экспериментальных исследований в этой области.

В **первом** параграфе приведены основные выводы теории квантовых поправок [2,3]. Рассмотрены результаты экспериментальных работ, посвященных исследованию квантовых поправок в структурах на основе *GaAs*. На основании анализа этих результатов показано, что в настоящее время отсутствует удовлетворительное согласие экспериментальных данных с предсказаниями теории. В конце первого параграфа приведены основные результаты самосогласованной теории слабой локализации [4].

Во **втором** параграфе рассмотрены основные результаты теории прыжковой проводимости [5]. Рассмотрены результаты экспериментальных работ, посвященных исследованию прыжковой проводимости в двумерных структурах на основе *GaAs*.

Показано, что анализа температурной зависимости недостаточно для однозначного определения механизма проводимости: экспериментальные данные одинаково хорошо описываются и теорией прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка и самосогласованной теорией слабой локализации.

Во **Второй главе** рассматриваются эффекты в сильных электрических полях.

Первый параграф посвящен рассмотрению неомической проводимости при диффузионном механизме проводимости. В этом случае неомическая проводимость в не очень сильных электрических полях связана с разогревом электронного газа.

В первом параграфе приведены основные выводы теории релаксации энергии при рассеянии на пьезоэлектрическом и деформационном потенциале акустических фононов [6]. Эти механизмы являются основными механизмами релаксации энергии в структурах на основе GaAs при гелиевых температурах. Приведены общие выражения для зависимости скорости релаксации энергии от параметров материала, концентрации электронов и температур электронного газа и решетки, а также высоко- и низкотемпературные приближения для этих зависимостей.

Проанализированы результаты большого числа экспериментальных работ. Показано, что в настоящее время отсутствует согласие зависимости скорости релаксации энергии от концентрации электронов с теоретическими предсказаниями.

Во **втором** параграфе приведены основные результаты теории неомической прыжковой проводимости. В этом случае механизм возникновения нелинейности существенно отличается от механизма возникновения неомической проводимости в диффузионном случае. При прыжковой проводимости нелинейность связана не только с изменением функции распределения носителей по энергии, а, в основном, с изменением вероятности прыжков.

В главе **Выводы и постановка задачи** приведены выводы обзорных глав, и на основании этого сформулированы задачи настоящей работы.

В **Третьей главе** описаны исследованные двумерные структуры и экспериментальная установка.

Вначале сформулированы требования, которым должны удовлетворять исследуемые образцы, для наиболее простой и однозначной интерпретации [A1].

1. Это должны быть структуры с одиночной квантовой ямой, с одной заполненной подзоной размерного квантования, так как теория в основном построена для структур такого типа.

2. Квантовая яма должна быть симметричной. Это позволяет исключить дополнительные трудности интерпретации, связанные со спин-орбитальным взаимодействием.

3. Электроны должны находиться только в квантовой яме, то есть легирующие слои не должны быть заполнены. Это позволяет избавиться от шунтирования проводимости по квантовой яме проводимостью по этим слоям. Кроме того, перераспределение носителей в легирующих слоях при изменении температуры может привести к дополнительной температурной зависимости проводимости.

4. Носители тока должны иметь наиболее простой энергетический спектр: у них должна быть изотропная параболическая зависимость энергии от квазиимпульса; отсутствовать долинное вырождение.

Требованию 4 удовлетворяют материалы группы A_3V_5 с электронной проводимостью (и их смешанные растворы). Электроны в них находятся в параболической невырожденной зоне проводимости.

Остальным условиям удовлетворяют два типа структур: структуры с легированной квантовой ямой и структуры с симметрично легированными барьерами с низкой концентрацией носителей, такой, чтобы уровень Ферми был ниже энергии состояний в легирующих слоях.

В настоящей работе исследованы структуры n -типа с одиночной квантовой ямой $InGaAs$ в $GaAs$, с концентрацией индия 20% и толщиной квантовой ямы 5-10 нм. Структуры были выращены в НИИ ФТИ, НГУ им. Н.И. Лобачевского в Нижнем Новгороде группой Б.Н. Звонкова и в Институте Физики Микроструктур Академии Наук в Нижнем Новгороде группой В.И. Шашкина.

Было исследовано три типа структур: нелегированные структуры с квантовой ямой; структуры, в которых легирующий δ -слой расположен в барьерах и структуры, в которых этот слой расположен в яме. Исходная концентрация носителей и проводимость составляли $10-4e^2/h$ и $10^{15}m^{-2}$ для первого типа, $(1-30)e^2/h$ и $(1.5-6)10^{15}m^{-2}$ для второго типа и $(4-7)e^2/h$ и $(8-12)10^{15}m^{-2}$ для третьего типа. Концентрация носителей в квантовой яме менялась либо с помощью подсветки за счет эффекта замороженной фотопроводимости, либо при помощи полевого электрода.

В части, посвященной экспериментальной установке, приведены: описание методов получения низких температур, блок-схема измерительной части установки, схемы оригинальных узлов и их описание и краткое описание разработанного программного обеспечения.

Четвертая глава посвящена экспериментальным исследованиям квантовых поправок. Она разбита на три параграфа в соответствии с величиной $k_F l$ (где k_F - величина квазиимпульса на уровне Ферми, l - средняя длина свободного пробега): $k_F l > 3-4$ (значение низкотемпературной проводимости больше $10G_0$), $k_F l \sim 2-3$ (значение низкотемпературной проводимости примерно от $(1-2)G_0$ до $10G_0$), $k_F l \sim 1-2$ (значение низкотемпературной проводимости примерно от $(10^{-2}-10^{-1})G_0$ до $1G_0$). Принцип такого разбиения станет понятен ниже. Для краткости здесь будут приведены общие результаты для всех трех параграфов.

Во всем диапазоне изменения $k_F l$ наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с подавлением интерференционной поправки магнитным полем. Форма отрицательного магнитосопротивления хорошо согласуется с теоретическим выражением [3]:

$$\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0) = G_0\alpha \left(\psi\left(\frac{1}{2} - \frac{\tau}{\tau_\phi} \frac{B_{tr}}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} - \frac{B_{tr}}{B}\right) - \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}\right) \right), \quad B_{tr} = \frac{\hbar}{2el^2}, \quad (1)$$

где τ - время релаксации импульса, τ_ϕ - время сбоя фазы волновой функции, α - префактор. Это выражение получено как первый член в разложении по G_0/σ . В этом приближении величина префактора равна единице. В следующем порядке по G_0/σ форма магнитосопротивления не меняется, но появляется зависимость префактора от проводимости в виде [7,8]:

$$\alpha = 1 - 2G_0/\sigma. \quad (2)$$

Экспериментальные зависимости префактора и времени релаксации фазы от проводимости представлены на рисунке 1. Причина выделения трех диапазонов по

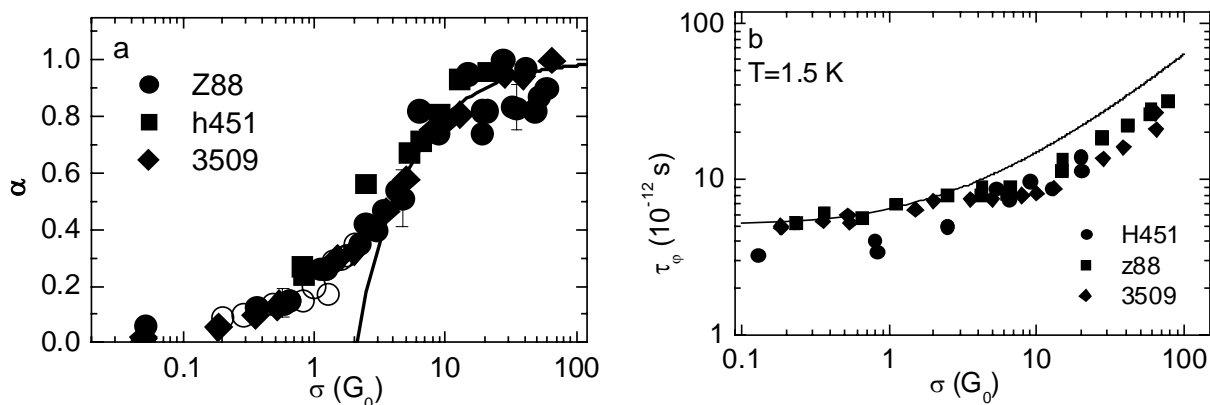


Рисунок 1 . Зависимость префактора (a) и времени релаксации фазы (b) от проводимости для разных образцов. Для сплошных символов проводимость менялась за счет изменения концентрации при температуре 1.5 К, для пустых символов проводимость менялась за счет изменения температуры в интервале (1.5-4.2)К. Сплошные линии – теоретические зависимости a-[7,8], b-[9]. Здесь и далее на рисунках приведены названия образцов.

величине проводимости понятна из анализа результатов, приведенных на рисунке 1а. Видно, что в первом диапазоне величина префактора близка к единице, то есть экспериментальные данные описываются теорией, полученной в первом приближении по G_0/σ . Во втором диапазоне префактор уменьшается при уменьшении проводимости и эта зависимость хорошо описывается выражением (2), полученным при учете второго члена в разложении по G_0/σ . В третьем диапазоне учета второго члена по G_0/σ недостаточно, однако видно, что все точки ложатся на одну плавную кривую. Рассмотрим зависимость второго подгоночного параметра - τ_ϕ от проводимости (рисунок 1b) Видно, что во всём диапазоне изменения проводимости зависимость τ_ϕ от σ хорошо согласуется с теоретической зависимостью [9], полученной в рамках теории квантовых поправок.

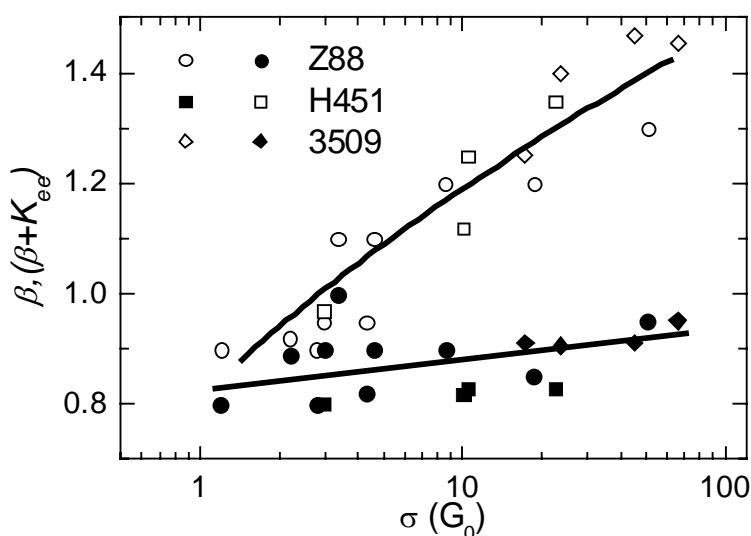


Рисунок 2 . Зависимость $(\beta+K_{ee})$ и β от проводимости. Пустые символы - наклон температурной зависимости $(\beta+K_{ee})$, сплошные - величина β .

Во всем диапазоне изменения $k_F l$ проведен анализ температурных зависимостей проводимости. Теория квантовых поправок предсказывает температурную зависимость в виде [2]:

$$\sigma(T) \sim (\beta + K_{ee}) G_0 \ln(T),$$

где β соответствует вкладу интерференционной поправки к проводимости, а K_{ee} – вкладу поправки за счет электрон-электронного взаимодействия. При этом, в отличие от выражения для магнитосопротивления, в выражении для температурной зависимости проводимости ненулевые члены в раз-

ложении по G_0/σ возникают не во втором, а в более высоких порядках.

Проведенные исследования показывают, что температурная зависимость проводимости остается логарифмической вплоть до величин низкотемпературной проводимости порядка $1G_0$. Наклон этой зависимости ($\beta+K_{ee}$) и наклон, соответствующий вкладу интерференционной поправки (β), как функция проводимости приведены на рисунке 2. Видно, что значение β остается близким к 1 при уменьшении проводимости до $\sigma \sim 1G_0$. Это согласуется с теоретическим предсказанием о том, что без магнитного поля ненулевые члены в разложении по G_0/σ появляются только в высоких порядках.

Анализ температурной зависимости проводимости при $\sigma < 1G_0$ показывает, что температурная зависимость при этих значениях проводимости отклоняется от логарифмической (рисунок 3). Такое поведение понятно: логарифмическая температурная зависимость может наблюдаться только тогда, когда величина поправок мала по сравнению с величиной друдевской проводимости. Результаты в этой области проанализированы в рамках самосогласованной теории слабой локализации [4, A2], справедливой и в том случае, когда величина поправки становится сравнима с дру-

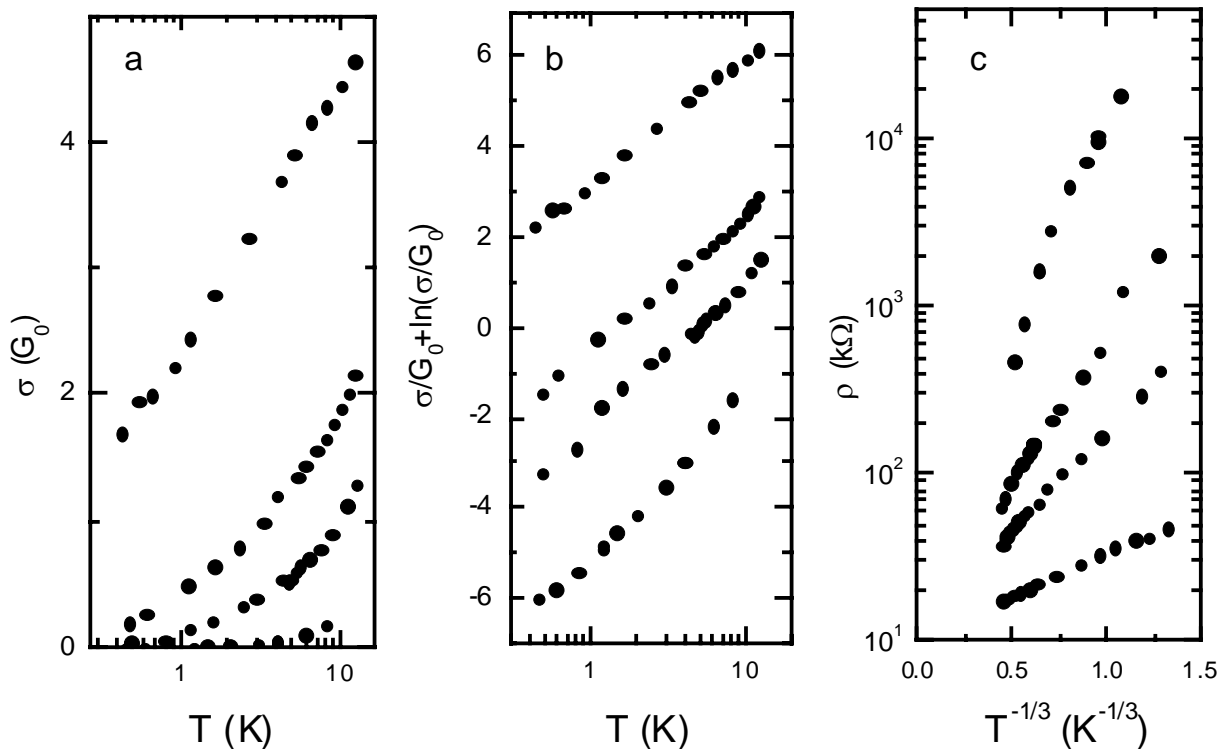


Рисунок 3 . Температурная зависимость проводимости для образца 3509 при различном значении низкотемпературной проводимости в масштабах, соответствующих а-теории квантовых поправок, б- самосогласованной теории слабой локализации, с- теории прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

друдевской проводимостью. Эта теория предсказывает зависимость $\sigma(T)$ в виде $\sigma(T)+\ln(\sigma(T)) \sim \ln(T)$, которая, как видно из рис. 3б, хорошо согласуется с экспериментальными данными при $10^{-2} G_0 < \sigma < 1G_0$.

Следует отметить, что эти же температурные зависимости проводимости также хорошо линеаризуются и в масштабе характерном для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (рисунок 3с), что является критерием для определения

механизма проводимости для многих авторов. Приведенный анализ показывает, что одна температурная зависимость проводимости не дает возможности различить

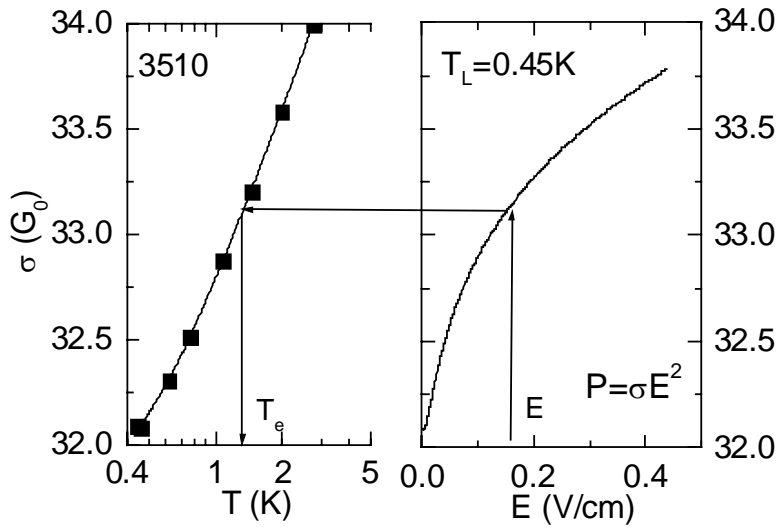


Рисунок 4 . Восстановление зависимости $P(T_L, T_e)$.

проводимость по делокализованным состояниям от прыжковой проводимости по локализованным состояниям.

Таким образом, анализ магнитосопротивления и температурной зависимости проводимости в омическом режиме показывает, что во всём исследованном диапазоне $k_F l$ от ~ 1 до 20, что соответствует изменению проводимости от $10^{-2} G_0$ до $100 G_0$, теория квантовых поправок описывает экспериментальные данные, и проводимость осуществляется по делокализованным со-

стояниям.

Дополнительные аргументы в пользу такого вывода получены из исследований неомической проводимости, которые приведены в **Пятой главе**.

В **первом** параграфе рассмотрены результаты исследования разогрева электронного газа при проводимости больше $2G_0$. Этот параграф разбит на три части. Первая часть посвящена исследованиям зависимости скорости релаксации энергии $P(T_e, T_L)$ от температуры электронной системы T_e и температуры решетки T_L . Зависимость $P(T_e, T_L)$ определялась из сопоставления зависимостей проводимости от температуры в омическом режиме ($\sigma(T)$) и проводимости от электрического поля ($\sigma(E)$) стандартным способом, как показано на рисунке 4. Одна из определенных таким образом зависимостей $P(T_e, T_L)$ от температуры электронного газа приведена на рисунке 5.

Анализ зависимостей скорости релаксации энергии от температур T_e и T_L показывает, что в диапазоне температур от 0.4К до 4.2К экспериментальные данные хорошо описываются теорией релаксации энергии при учете рассеяния электронов на деформационном и пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов (рисунок 5). Видно, что в исследованном температурном диапазоне важны оба механизма релаксации энергии: и на деформационном (P_{dp}) и на пьезоэлектрическом (P_{pz}) потенциале.

Проанализирована примени-

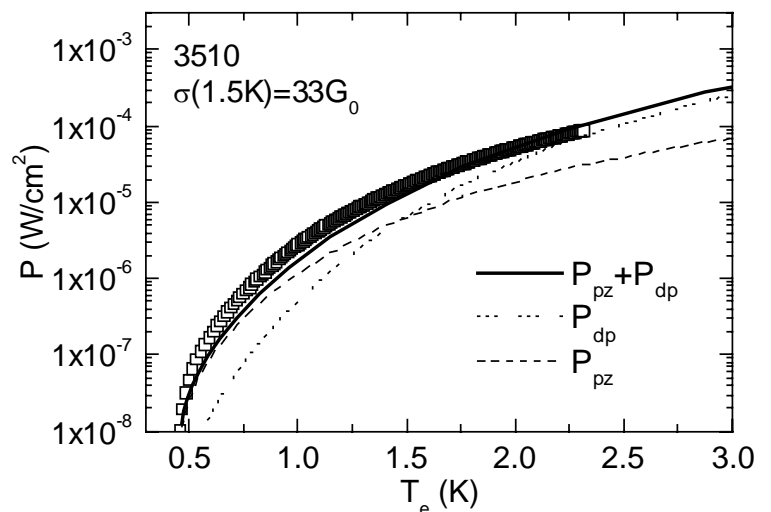


Рисунок 5 . Зависимость скорости релаксации энергии от температуры электронной системы для образца 3510 при температуре решетки 0.47К.

мость высоко- и низкотемпературных приближений для скорости релаксации энергии, которые предсказывают степенную зависимость P от температуры решетки и температуры электронов. Эти приближения получены при условии $q_i \gg k_F$ (высокотемпературное) или $q_i \ll k_F$ (низкотемпературное), где $q_i = kT/hs$ - волновой вектор тепловых фононов, k - постоянная Больцмана, s - скорость звука. Показано, что приближенные выражения «работают» только при очень строгом выполнении условий их применимости.

Во второй части этого параграфа обсуждается поведение производной скорости релаксации энергии по температуре электронной системы T_e : dP/dT_e . Из структуры выражения для скорости релаксации энергии [6]:

$$P(T_e, T_L) = F(T_e) - F(T_L) \quad (4)$$

видно, что dP/dT_e не зависит от температуры решетки T_L . В эксперименте это должно проявляться в том, что производные скорости релаксации энергии dP/dT_e как функция T_e , измеренные при разных температурах решетки, должны ложиться на одну кривую. Такие зависимости, измеренные в заведомо диффузионной области (при $\sigma(1.4 \text{ K}) = 33 G_0$), приведены на рисунке 6. Видно, что зависимости dP/dT_e , определенные при разных температурах решетки, с хорошей точностью ложатся на одну кривую. Следует отметить, что такое поведение dP/dT_e должно наблюдаться только при выполнении следующих условий: (1) внутри электронной системы устанавливается эффективная температура; (2) проводимость зависит только от температуры электронной системы, но не от температуры решетки; (3) изменение проводимости в электрическом поле связано только с изменением температуры электронной системы. Все эти условия выполняются только в случае проводимости по делокализованным состояниям и не выполняются при прыжковой проводимости. Этот факт использован во втором параграфе этой главы для определения условий перехода от диффузионной к прыжковой проводимости.

Третья часть первого параграфа посвящена исследованию зависимости скорости релаксации энергии от концентрации электронов. Эта зависимость приведена на рисунке 7. Видно, что для всех исследованных образцов в диапазоне изменения концентрации $(1.5-6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ зависимость скорости релаксации энергии от концентрации хоро-

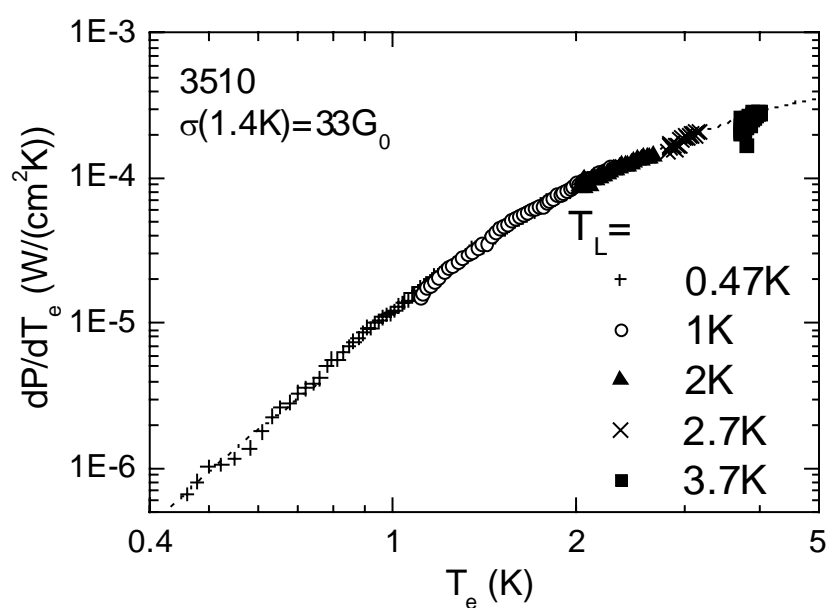


Рисунок 6. Производная скорости релаксации энергии по температуре электронной системы при различной температуре решетки для образца 3510.

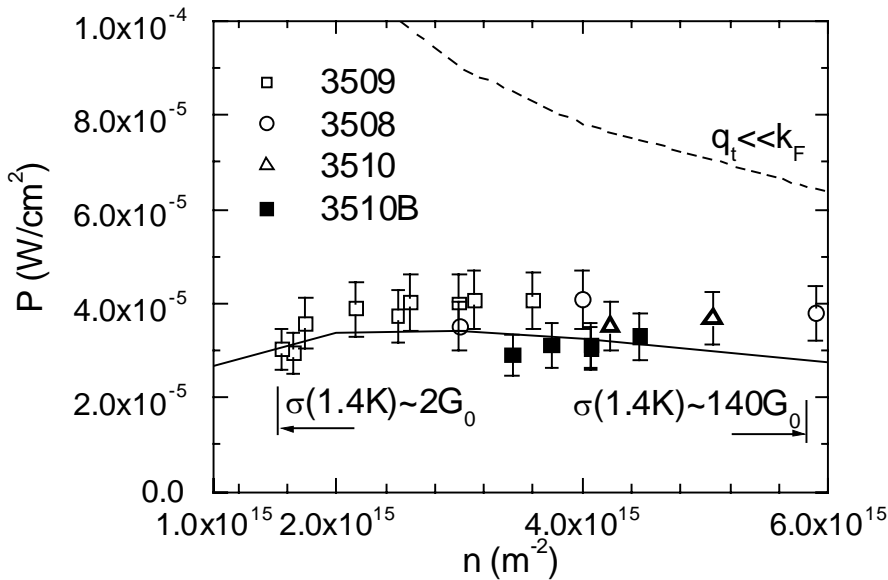


Рисунок 7. Зависимость скорости релаксации энергии от концентрации электронов при температуре решетки 1.4К и температуре электронов 1.9К. Сплошная линия теоретическая зависимость [6].

блая зависимость P от σ , предсказываемая обычной теорией релаксации энергии, сохраняется вплоть до значений проводимости порядка $10^{-1}G_0$. При дальнейшем понижении σ наблюдается монотонное падение P , которое может свидетельствовать об изменении механизма проводимости [A3].

Более наглядный результат получен из анализа производной скорости релаксации энергии по электронной температуре [A4, A6]. Эти результаты при значениях проводимости от $33G_0$ до $1.3 \times 10^{-3}G_0$ приведены на рисунке 9. Видно, что при проводимости $33G_0$ при заведомо диффузионном механизме проводимости производные скорости релаксации энергии, полученные при разных температурах решетки, ложатся на одну кривую. Такое же поведение наблюдается при проводимости $6.5G_0$ и даже при проводимости до $0.7G_0 \approx 0.2 e^2/h$. Лишь при проводимости порядка $0.03G_0 \approx 0.01 e^2/h$ появляется некоторое расхождение, которое становится явным только при проводимости $1.3 \times 10^{-3}G_0 \approx 0.4 \times 10^{-3} e^2/h$

Таким образом, проведенный анализ показывает, что до проводимости порядка $10^{-2} e^2/h$ механизм проводимости остается диффузионным и только

шо согласуется с теоретической зависимостью [6].

Во втором параграфе приведены результаты исследования неомической проводимости при величине низкотемпературной проводимости меньше e^2/h .

В этом диапазоне экспериментальные кривые обрабатывались таким же способом, как и при $\sigma > e^2/h$. Полученная зависимость скорости релаксации энергии от проводимости приведена на рисунке 8. Видно, что сла-

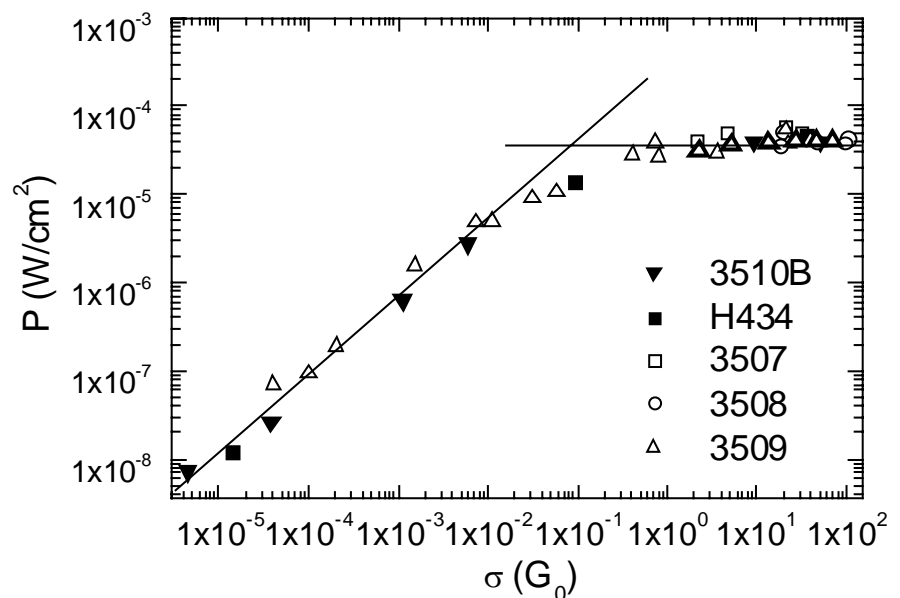


Рисунок 8. Зависимость скорости релаксации энергии от проводимости при температуре 1.4К, $T_L=1.4К$, $T_e=1.9К$.

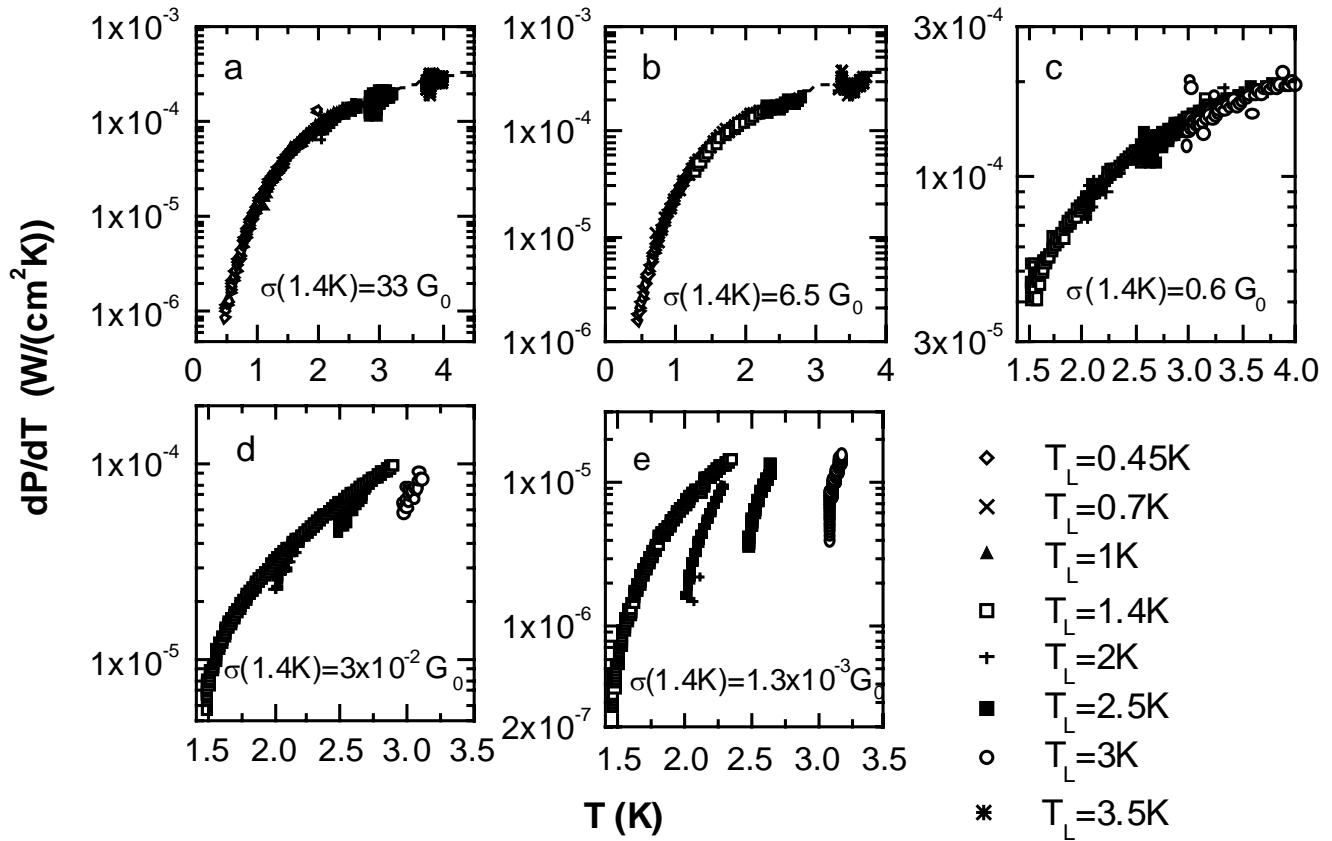


Рисунок 9 . Производная от скорости релаксации энергии по эффективной температуре электронной системы для образца 3509. Значения проводимости при температуре решетки 1.4К приведены на рисунках.

при меньшей проводимости возможно происходит переход к прыжковому механизму проводимости.

В конце этого параграфа, зависимости проводимости от электрического поля при величине низкотемпературной проводимости $1.3 \times 10^{-3} G_0$, были проанализированы с точки зрения неомической прыжковой проводимости [10]. Показано, что именно такое поведение dP/dT_e от T_e (рисунок 9e) должно наблюдаться в этом случае. Кроме смены механизма проводимости к похожему поведению dP/dT_e могут привести макроскопические неоднородности проводимости в образце. Показано, что в этом случае производные dP/dT_e , измеренные при различных температурах решетки, также должны расходиться. Однако даже при достаточно сильной неоднородности расхождение слабое и близко к поведению dP/dT_e при проводимости $10^{-2} G_0$.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Проведены экспериментальные исследования кинетических явлений в структурах GaAs/InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом в широком диапазоне проводимостей как выше, так и ниже e^2/h .
2. Показано, что в диапазоне изменения проводимости $(10^{-2}-30)e^2/h$ температурная зависимость σ и слабополевое магнитосопротивление определяется квантовыми

поправками к проводимости. Таким образом, проводимость во всем этом диапазоне может быть адекватно интерпретирована в рамках модели проводимости по делокализованным состояниям.

3. Показано, что экспериментальная зависимость скорости релаксации энергии от температуры электронного газа, температуры решетки и от концентрации электронов в диапазоне температур (0.4-5)К и концентрации $(1.5-6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ количественно описывается теорией релаксации энергии при учете взаимодействия с деформационным и пьезоэлектрическими потенциалами акустических фононов.
4. Проведен анализ неомической проводимости в диапазоне проводимостей $(10^{-4}-30)e^2/h$. Показано, что производные скорости релаксации энергии по температуре электронов, измеренные при различных температурах решетки, ложатся на одну кривую вплоть до значений низкотемпературной проводимости порядка $10^{-2}e^2/h$. Таким образом механизм проводимости не меняется до величин низкотемпературной проводимости порядка $10^{-2}e^2/h$. Этот вывод согласуется с результатами исследования квантовых поправок в этом диапазоне.
5. Показано, что расхождение зависимостей $dP/dT_e(T_e)$, определенных из измерений неомической проводимости при различных температурах решетки, наблюдаемое при значениях низкотемпературной проводимости меньше $10^{-3}e^2/h$, может быть связано либо с переходом к прыжковой проводимости по локализованным состояниям, либо с появлением крупномасштабных неоднородностей в образце.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах.

- A1. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and V. M. Daniltsev, Quantum corrections to the conductivity in two-dimensional systems: Agreement between theory and experiment //Phys. Rev. B **64**, 235327-235333 (2001).
- A2. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova and A.A. Birukov Quantum Corrections to Conductivity: From Weak to Strong Localization // Phys. Rev. B **65**, 235322-235330 (2002)
- A3. А.А Шерстобитов, Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А.А. Бирюков Неомическая проводимость при переходе от слабой к сильной локализации в срукткрах GaAs / InGaAs с двумерным электронным газом // ФТП **37**, 730-734 (2003)
- A4. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov. Nonohmic conductivity at crossover from weak to strong localization in two-dimensional systems // 10th Conference on Hopping and Related Phenomena. Trieste, Italy Abstr. p. 94 (2003)
- A5. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov. Is the conductivity of 2D systems hopping at $\sigma < e^2/h$ // 10th Conference on Hopping and Related Phenomena. Trieste, Italy Abstr. p.14 (2003)
- A6. А.А Шерстобитов, Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, Б.Н. Звонков, А.А. Бирюков, Неомическая проводимость при переходе от слабой к сильной локализации в структурах GaAs/InGaAs с двумерным электронным газом. // VI Российская конференция по физике полупроводников, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Санкт-Петербург, Сборник докладов. стр. 340-342. 2003 г.

- A7. Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, А.А Шерстобитов, Б.Н. Звонков, Приводит ли Андерсоновская локализация в 2D к прыжковой проводимости? // VI Российская конференция по физике полупроводников, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Санкт-Петербург, Сборник докладов. стр. 89-90. 2003 г.
- A8. Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, А.А Шерстобитов, Б.Н. Звонков, Разогрев 2D электронного газа. Механизмы релаксации энергии. // XV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников. Курган. Сборник трудов. стр. 83-84 2004 г.

Список литературы.

1. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov and M. D'Iorio Possible metal-insulator transition at $B=0$ in two dimensions // *Phys. Rev. B* **50**, 8039–8042 (1994).
2. B.L. Altshuler, A.G. Aronov. Electron-electron interaction in disordered conductors. // Elsevier Science Publishers B.V., 1985, 153 p.
3. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y., Spin orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. // *Progr. Theor. Phys.* **44**. 707-710 (1980).
4. D. Vollhardt and P. Woelfle, Anderson Localization in $d < \sim 2$ Dimensions: A Self-Consistent Diagrammatic Theory // *Phys. Rev. Lett.* **45**, 842-846 (1980); D. Vollhardt and P. Woelfle, Diagrammatic, self-consistent treatment of the Anderson localization problem in $d \leq 2$ dimensions // *Phys. Rev. B* **22**, 4666-4679 (1980).
5. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников. М. Наука, 1979 416с.
6. P.J. Price, Hot electrons in GaAs heterolayer at low temperature // *J. Appl. Phys.* **53**, 6863-6866 (1982).
7. I L Aleiner, B L Altshuler and M E Gershenson Interaction effects and phase relaxation in disordered systems // *Waves Random Media* **9**, 201-239 (1999).
8. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, I.V. Gornyi Magnetoresistance and dephasing in a two-dimensional electron gas at intermediate conductances // <http://xxx.itep.ru/abs/cond-mat/0312118> послано в *Phys. Rev.*
9. Walter Eiler. Electron-electron interaction and weak localization. // *J. of Low Temp. Physics* **56** 481-498 (1984).
10. M. Pollak and L. Riess, A Percolation Treatment of High Field Hopping Transport, // *J. Phys. C9*, 2339-2352 (1976).