

Московский ордена Трудового Красного Знамени

Физико-Технический институт

Факультет Физической и Квантовой Электроники

Кафедра физики и технологии нанoeлектроники

**«Туннелирование электронов между неупорядоченными
двумерными системами в планарном магнитном поле»**

**Выпускная квалификационная
работа на степень магистра
студента 054 гр. Соколова Е. В.**

**Научный руководитель
к.ф.-м.н. Попов В. Г.**

**Работа выполнена в ИФТМ РАН,
Черноголовка, 2006 г.**

Содержание:

Содержание.....	2
Введение.....	3
Обзор литературы.....	4
Резонансное туннелирование между двумерными системами	7
Экспериментальная работа	14
Анализ результатов	17
Заключение.....	24
Список литературы.....	25

Введение.

Важной задачей физики полупроводников является выявление механизмов проводимости, которые бы открыли возможность создания приборов со значительной нелинейностью вольтамперной характеристики. Поэтому в последнее десятилетие наметился резкий поворот интересов в сторону гетеросистем пониженной размерности. К ним относятся так называемые квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки, а также переходные состояния между ними. Оказалось, что, изменяя размерность и регулируя величину квантового ограничения, можно радикальным образом изменять энергетический спектр системы, что способствует не только решению фундаментальных проблем квантовой механики и физики полупроводниковых кристаллов, но и созданию совершенно новых полупроводниковых приборов (впрочем, также и оптимизации известных). По-видимому, именно низкоразмерные гетеросистемы станут основной материальной базой микроэлектроники и оптоэлектроники нынешнего столетия.

Одним из путей решения этой задачи является исследование свойств двумерных электронных систем. Во многих экспериментальных работах было показано, что в структурах с двумерными электронными системами меняются условия прохождения тока через структуры.

Для практического применения этих полезных свойств важно выяснить чувствительность положения резонансного пика к магнитному полю.

Целью настоящей работы является исследование и анализ влияния поперечного туннельному току магнитного поля на вольтамперные характеристики трёхбарьерных туннельных структур. Основное внимание уделяется особенностям процессов туннелирования при малых напряжениях смещения, в квазилинейной области туннельных вольтамперных характеристик. Также туннельный режим будем в дальнейшем называть омическим почти равновесным. В этом случае в туннельных процессах при низких температурах участвуют носители с энергией близкой энергии Ферми в эмиттере, коллекторе и в квантовых ямах.

Обзор литературы.

Известны два экспериментальных способа исследования 2D-2D туннелирования.

Первый заключается в том, что на подложке последовательно выращиваются слои полупроводника и диэлектрика методом молекулярно-пучковой эпитаксии. За счет донорного легирования диэлектрических $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ слоев, примыкающие к ним полупроводниковые GaAs слои наполняются электронами. Вжигаются омические контакты, на рисунке обозначены как 1 и 2. Затем в точках а и б полупроводниковые слои обедняют.



Рис. 1. Схематическое изображение образца для исследования 2D-2D туннелирования с вертикальным и горизонтальным транспортом.

В таких структурах помимо туннельного тока между потенциальными ямами существует также горизонтальный ток в слоях.

Другой способ исследования состоит в последовательном нанесении слоев с разными сопротивлениями.

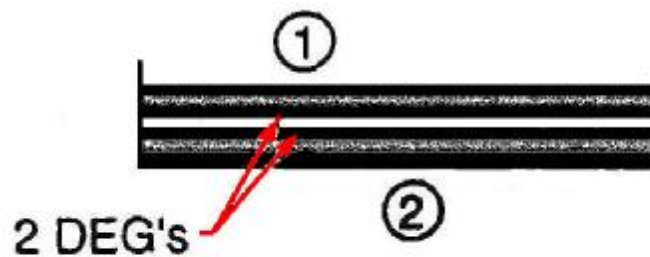


Рис. 2. Схематическое изображение образца для исследования 2D-2D туннелирования с чисто вертикальным транспортом.

В этом случае полупрозрачные слои (обозначены на рисунке 2 белыми линиями с черными точками) имеют сопротивление намного меньше, чем диэлектрический слой посередине и электроны могут свободно попадать в потенциальные ямы, образуя двумерный электронный газ. В таких структурах присутствует только вертикальный транспорт.

Наиболее подробное исследование туннелирования в поперечном магнитном поле между 2D электронными системами было проведено Эйзенштейном в работе [1].

В этой работе исследовалась туннельная дифференциальная проводимость при $V_{\text{внеш}}=0$ как функция магнитного поля. Поскольку проводимость измерялась без приложенного напряжения, процесс представлял собой равновесное туннелирование электронов, расположенных на поверхности Ферми 2D электронного газа. Типичные экспериментальные данные приведены на рис. 3.

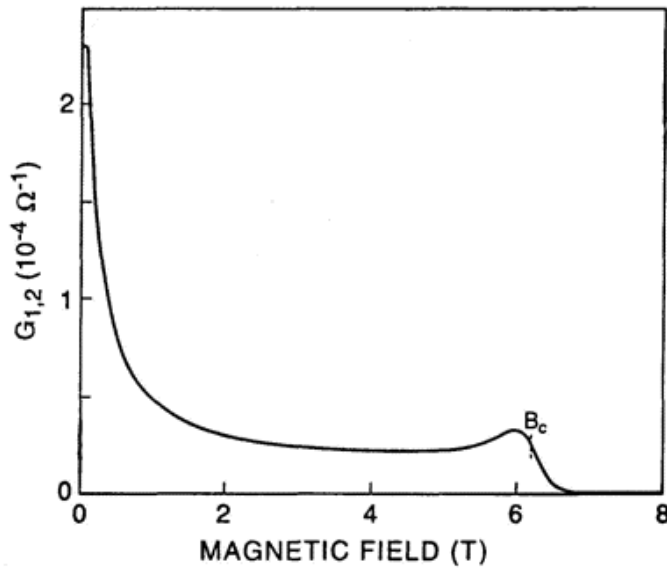


Рис. 3. Туннельная проводимость в магнитном поле при $T=0.3\text{K}$. Плотности 2D электронов в ямах равны 1.50 и $1.58 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$.

Для описания полученных экспериментальных данных использовалась модель пересекающихся поверхностей ферми (рис. 4).

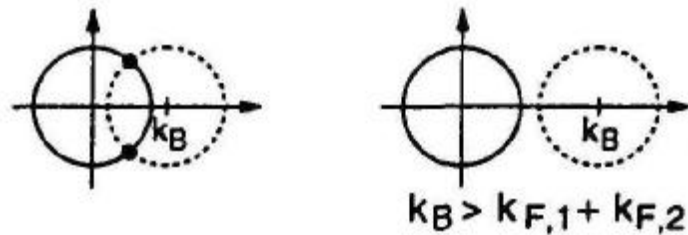


Рис.4 Рисунок демонстрирует модель «пересекающихся сфер».

Двумерные сферы Ферми, соответствующие электронным системам в каждой из яме, совпадают при нулевом магнитном поле. При приложении внешнего магнитного поля сферы Ферми сдвигаются на K_B . Туннелирование происходит с сохранением энергии и импульса и только на пересечениях сферы. Туннельный ток, текущий из ямы 1 в яму 2 при нулевой температуре, который обусловлен небольшим дисбалансом химических потенциалов $\Delta e = e_F^1 - e_F^2$ равен

$$I(V) \sim \Delta e |M|^2 \int d^2 \vec{k}_1 \int d^2 \vec{k}_2 d(e_1 - e_F^1) d(e_1 - e_2) f(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \quad (*)$$

где $f(q) \sim \exp(-q^2/2\Gamma^2)$ – функция Гаусса. В этом уравнении первая d -функция выражает тот факт, что только состояния с уровня Ферми делают вклад в туннелирование, а вторая d -функция – закон сохранения энергии. Результаты расчётов показаны на рис. 5. Они качественно описывают все наблюдаемые особенности. Эти особенности будут обсуждены ниже, когда будет представлен анализ всех экспериментальных данных.

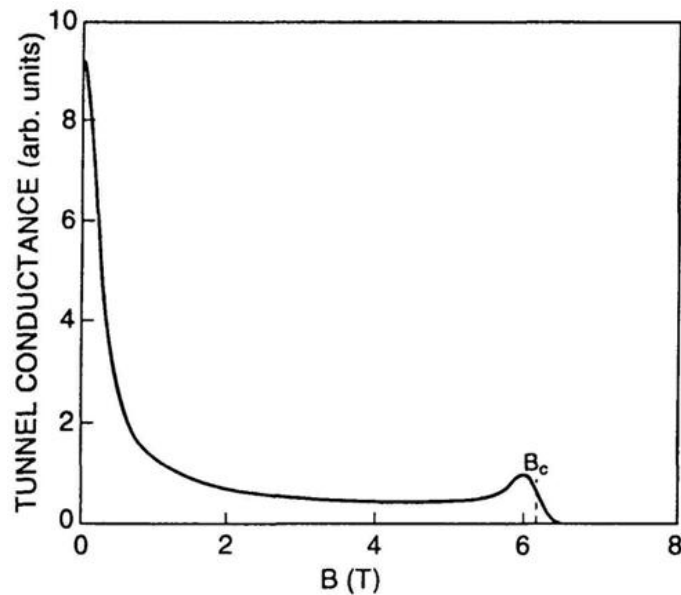


Рис. 5. Расчётная кривая туннельной проводимости, посчитанная по формуле (*).

Более точно туннелирование с сохранением импульса можно описать с помощью метода спектральных функций, что было сделано в работе [2].

В этой работе исследовались зависимость туннельных спектров от температуры. В результате анализа методом спектральных функций удалось определить время жизни электронов, которое связано с электрон-электронными соударениями. На сколько нам известно, для описания туннелирования в поперечном магнитном поле метод спектральных функций не использовался.

В работе [7] было развито графическое представление механизмов процессов туннелирования. Графическое представление основано на представлении дисперсионных характеристик двумерного электронного в фазовом пространстве e, k_y, k_z . Это представление будет описано подробнее в дальнейшем и использовано для описания эффектов, наблюдаемых в данной работе.

Резонансное туннелирование между двумерными системами.

Рассмотрим структуру, состоящую из двух потенциальных ям. В каждой яме находится 2D электронный газ.

Дисперсия электронов в двумерном случае $e = e_0 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$, где e_0 - потенциальная энергия электрона, $\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$ - кинетическая энергия электрона вдоль ямы (на рис. 6 ось X), m^* - эффективная масса электрона. Для каждой ямы мы можем записать данное выражение.

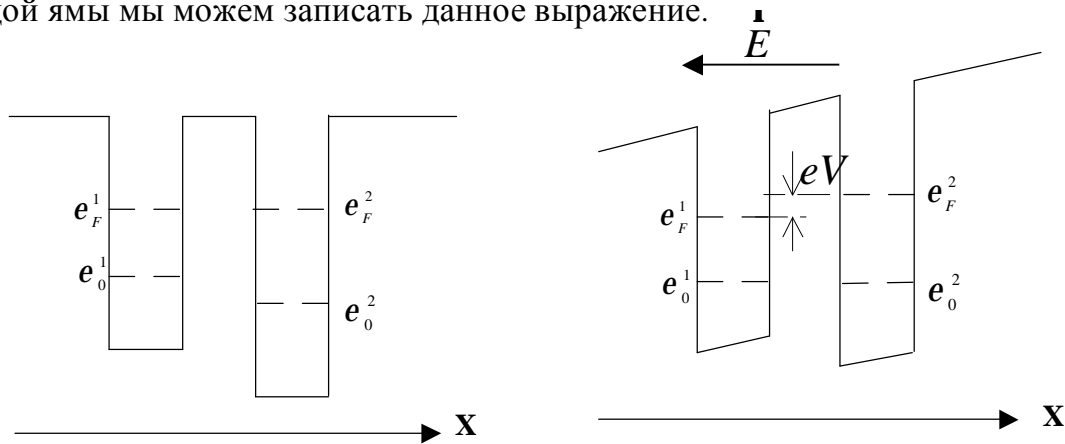


Рис. 6. (а) Общий случай. $V=0$.
(б) Приложено напряжение. Система находится в резонансе.

Энергия Ферми e_F в каждой яме определяется концентрацией электронов n , в двумерном случае она равна $\frac{p\hbar^2 n}{m^*}$. Квазиимпульс электронов с энергией Ферми (фермиевский импульс) равен $\hbar\sqrt{2pn}$.

Можно считать, что при приложении малого внешнего напряжения ($eV \ll e_f^1, e_f^2$) уровни размерного квантования e_0^1 и e_0^2 сдвигаются относительно друг друга на величину eV .

В отсутствие рассеяния туннелирование происходит с сохранением энергии и импульса носителей. Зависимость тока I от напряжения V имеет резонансный характер. Если уровни e_0^1 и e_0^2 совпадают, то ямы находятся в резонансе и зависимость $I(V)$ имеет вид d - функции (считается, что эффективная масса электронов изотропна и равна m^* в каждой яме).

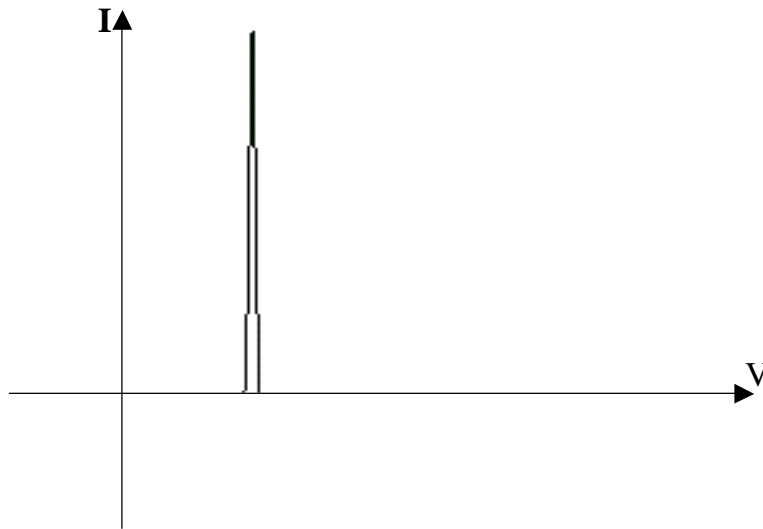


Рис. 7. Вольтамперная характеристика в идеальном случае.

В реальных системах вольтамперная характеристика уширяется из-за неопределённости энергии каждого уровня.

Неопределённость в энергии возникает по двум причинам: 1) однородного уширения, обусловленного неопределённостью, которая всегда присуща квантовым системам, 2) неоднородного уширения, обусловленного флуктуациями ширины ямы и потенциала. Флуктуация ширины ямы возникает из-за неточности выращивания структуры, толщина слоев при этом в лучшем случае устанавливается с точностью до одного атомного монослоя. А флуктуация потенциала возникает из-за присутствия в образце заряженных примесей. Иногда примеси специально вводятся в образец для исследования их влияния на свойства системы. Ниже будет приведено более подробный математический метод описания неопределенностей.

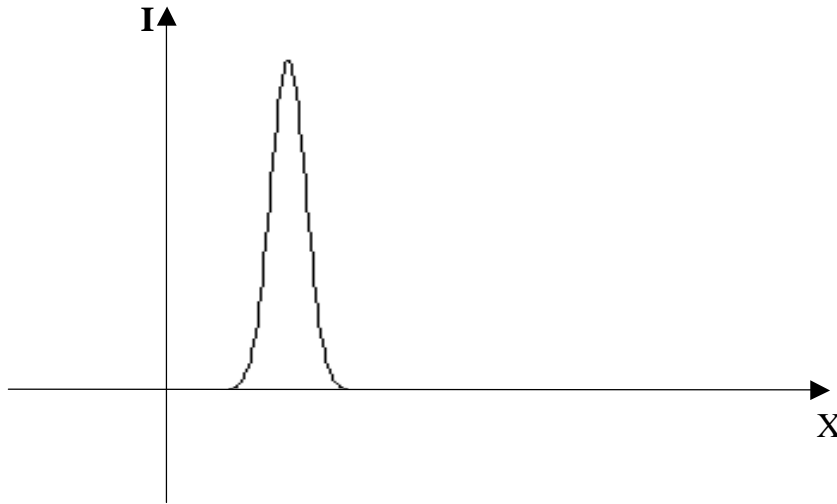


Рис. 8. Резонансный пик с учетом эффектов уширения.

В случае, когда $e_0^1 = e_0^2$ без приложенного внешнего напряжения, резонанс смещается в ноль, вольтамперная характеристика подобна изображенной на рис.9а и резонанс удобнее интерпретировать как максимум зависимости дифференциальной проводимости от приложенного напряжения (рис. 9б). Поэтому в дальнейшем будем рассматривать именно дифференциальную проводимость.

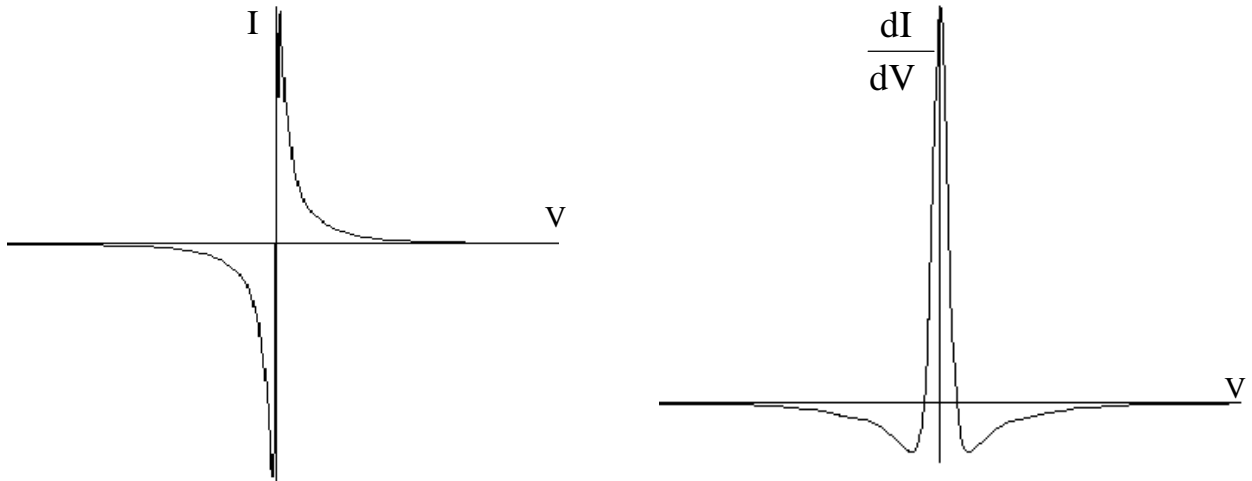


Рис. 9. Резонанс при равновесном туннелировании.(а) вольтамперная характеристика. (б) Зависимость дифференциальной проводимости от напряжения.

Проанализируем поведение резонансной кривой при приложении поперечного магнитного поля $\vec{B} = (0, 0, B)$. Данный подход описан в [7].

Уравнение Шредингера для свободных электронов в яме выглядит следующим образом $\frac{(\hat{p} - e\vec{A})^2}{2m^*} \psi = e\psi$, где \hat{p} - оператор импульса, \vec{A} - векторный потенциал. Выберем нормировку Ландау $\vec{A} = (0, Bx, 0)$. Решения уравнения будем искать в виде $\psi(r) = e^{ik_y y} e^{ik_z z} j(x)$. Используя поправку первого порядка теории возмущения, получаем следующее выражение для энергии:

$$e = e_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_y + k_B)^2 + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (\#)$$

, где $k_B = \frac{eB\tilde{x}}{\hbar}$, здесь \tilde{x} - среднее значение координаты x .

Средние значения координаты определяются на основе локализованных волновых функций, которые в свою очередь можно находить из самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона. Дисперсионную зависимость (#) можно представить как параболоид в фазовом пространстве.

Вершина параболоида сдвигается от $k_B = 0$ до $k_B = \frac{eB\tilde{x}}{\hbar}$.

В приближении туннельного гамильтониана [6] процесс туннелирования можно описать как переход между квантовыми двумерными состояниями. При этом переходе сохраняется энергия электрона и планарная компонента импульса или обобщенного импульса, в присутствии магнитного поля:

$$k_z^1 = k_z^2$$

$$k_y^1 + k_B^1 = k_y^2 + k_B^2$$

Но таким образом мы можем выбрать относительное изменение k_B при туннелировании между ямами. Можно записать дисперсию энергии для левой и правой ямы

$$e = e_0^1 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$$

$$e = e_0^2 + \frac{\hbar^2 (k_y + k_B)^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \text{ где } k_B = \frac{eBd}{\hbar}.$$

где $d = \tilde{x}^2 - \tilde{x}^1$ - средняя расстояние между двумерными системами.

Экспериментально наблюдается следующее. При приложении магнитного поля резонансный пик дифференциальной проводимости постепенно спадает, а сама кривая уширяется. При дальнейшем увеличении магнитного поля в центре

образуется провал. Эта картина похожа на то, что резонанс расщепляется и смещается в сторону больших напряжений. И при достаточно сильном смещении каждого из резонансов будет заметен провал в области нулевого напряжения.

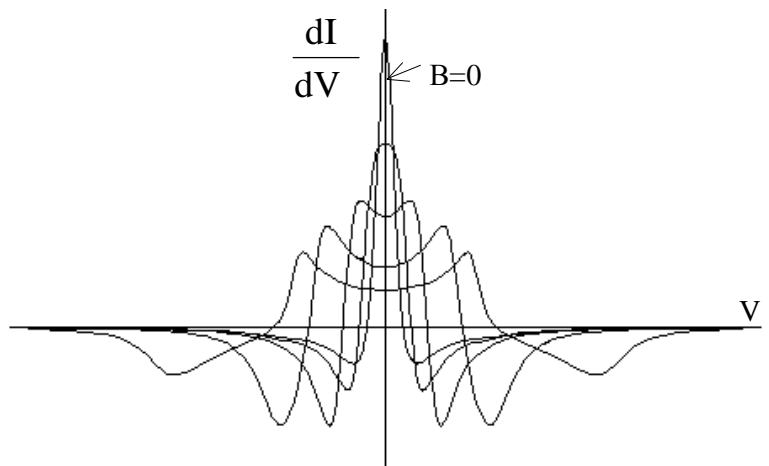


Рис. 10. Уширение и провал при равновесном туннелировании.

Всё вышесказанное можно обобщить на случай одновременного присутствия электрического и магнитного поля. Удобный способ представления заключается в изображении двух параболоидов, каждый параболоид соответствует квантовым состояниям в ямах, см. рис. 11.

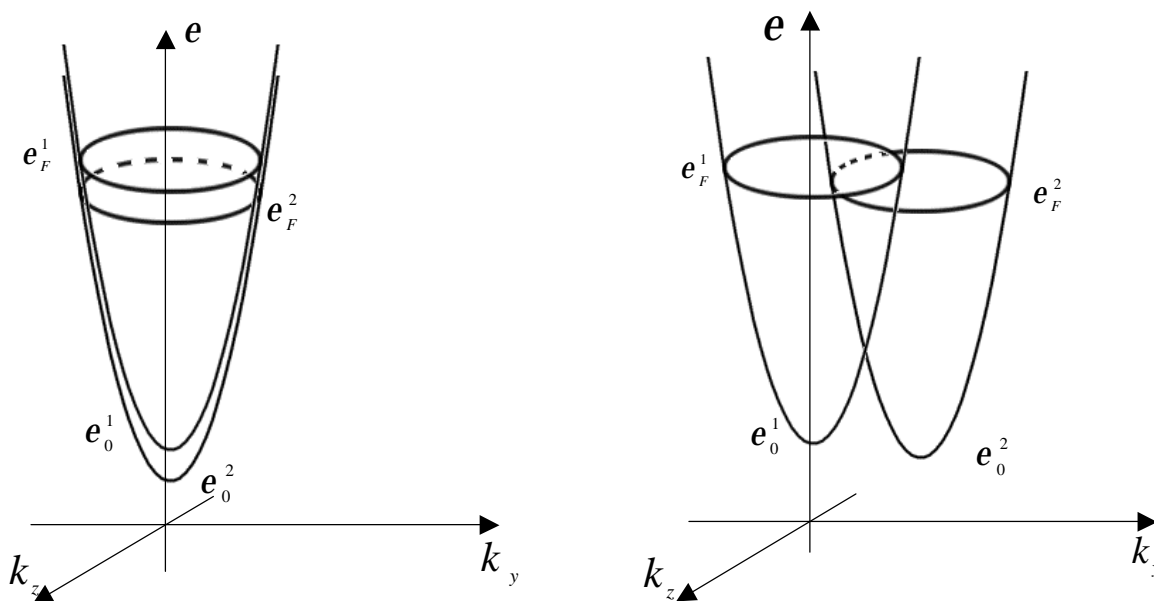


Рис. 11. Графический способ изображения туннелирования между двумя 2D электронными системами. (а) приложено небольшое электрическое поле – параболоиды разъезжаются вертикально. (б) приложено магнитное поле – параболоиды разъезжаются горизонтально.

Нижние квантовые состояния заполнены электронами до уровня e_F . Туннельный ток будет пропорционален площади перекрытия свободных квантовых состояний в одном параболоиде и занятыми состояниями в другом, в силу сохранения энергии и импульса.

При учете многочастичных взаимодействий обычный вид дисперсии электронов перестает быть справедливым. Многочастичные эффекты как раз и связаны с процессами взаимодействия и рассеяния электронов. Рассеяние приводит к затуханию, которое размывает дисперсионное соотношение между энергией и импульсом. Количественно это размытие может быть описано путем введения функции спектральной плотности $A(\mathbf{k}, e)$. Спектральная функция описывает вероятность того, что электрон с данными импульсом \mathbf{k} имеет энергию e . При отсутствии механизмов затухания электронных состояний спектральная функция переходит в дельта-функцию Дирака $A^0(\mathbf{k}, e)$, т. е.

$$A^0(\mathbf{k}, e - e_0) = 2pd \left(\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} - e + e_0 \right)$$

При вычислении величин, характеризующих свойства системы, переменные \mathbf{k} и e следует рассматривать как независимые и проводить суммирование по обоим переменным. Правильное вероятностное соотношение между \mathbf{k} и e обеспечивается путем внесения под знак сумм функции $A(\mathbf{k}, e)$. Полезно иметь в виду следующие два интегральных соотношения:

$$1 = \int \frac{de}{2p} A(\mathbf{k}, e),$$

$$r(e) = \frac{2}{2p} \int \frac{d^2k}{(2p)^2} A(\mathbf{k}, e). \quad (\#\#)$$

Первое из них представляет собой правило сумм для нормировки спектральной функции. Второе является определением плотности вероятности состояние $r(e)$, которая будет не чем иным, как вероятностью того, что электрон имеет энергию e . Определение ($\#\#$) становится очевидным, если вспомнить, что величина $A(\mathbf{k}, e)$ дает плотность вероятности для каждого значения \mathbf{k} , а в ($\#\#$) проводится суммирование именно по всем значениям \mathbf{k} . В расчете туннельных характеристик переходов Шотки использовали спектральную функцию в виде распределения Лоренца [8]:

$$A(\mathbf{k}, e - e_0) \sim \frac{g^2}{g^2 + \left(\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} - e + e_0 \right)^2}$$

где g - количественная величина характеризующее уширение.

Поскольку в дальнейшем точный знак равенства не существенен, мы пренебрегаем вычислением точного значения.

Туннельный ток выражается следующим образом

$$I(V) \sim \int d^2\mathbf{k}_1 \int d^2\mathbf{k}_2 \left| T_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}^{\mathbf{r}, \mathbf{r}} \right|^2 \int d\mathbf{e} A_1(\mathbf{k}_1, \mathbf{e} - \mathbf{e}_0^1) A_2(\mathbf{k}_2, \mathbf{e} - \mathbf{e}_0^2) [f(\mathbf{e} - \mathbf{e}_F^1, T) - f(\mathbf{e} - \mathbf{e}_F^2, T)] \quad (**)$$

где $f(\mathbf{e}, T) = \frac{1}{\exp(\frac{\mathbf{e}}{kT}) + 1}$ – функция распределения Ферми. Этот интеграл

упрощается следующими предположениями: импульс изменяется в точности на $k_B = \frac{eBd}{\hbar}$ (туннельная матрица $T_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}^{\mathbf{r}, \mathbf{r}}$ пропорциональна $d(k_{1z} - k_{2z})d(k_{1y} - k_{2y} - k_B)$), низкая температура ($kT \ll \Gamma$, тогда функция Ферми приближается ступенькой).

Этот метод в дальнейшем будем называть методом спектральных функций. Этот метод изложен в [6].

Экспериментальная работа.

В данной работе исследовалось туннелирование между 2D электронными системами в поперечном магнитном поле, и для анализа экспериментальных данных использовался метод спектральных функций. Рассматривались две различные структуры, которые далее будем обозначать NU2230 и NU2232.

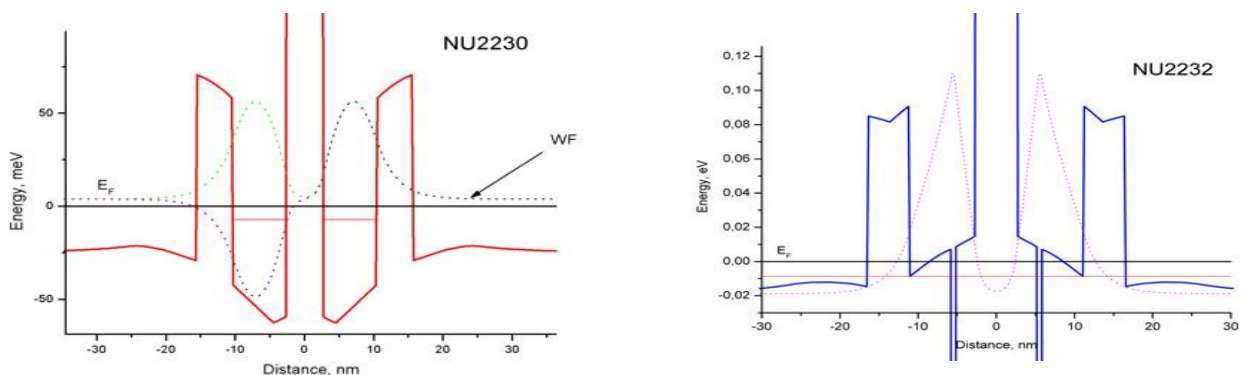


Рис. 12. Схемы структур NU2230 (слева) и NU2232 (справа). Структуры изображены сплошными линиями. Рассчитанные волновые функции - пунктирными линиями.

Структуры являются трехбарьерными с чисто вертикальным транспортом из AlGaAs/GaAs материалов. Структуры качественно похожи. В структуре NU2230 в

середине каждой ямы присутствует d - легирование с концентрацией доноров $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, из-за которого уровень размерного квантования в ямах опускается ниже уровня Ферми и образуется электронный газ. Наличие d - легирования вносит значительный беспорядок в систему из-за рассеяния на примесях.

В структуре NU2232 в яме находится слой In, который заметно понижает энергию размерного квантования. Помимо этого есть дополнительное легирование барьеров с концентрацией $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, однако оно слабо влияет на рассеяние, поскольку находится в области, где величина волновой функции электрона незначительна. Таким образом, в структуре NU2230 следует ожидать более сильное уширение, чем в структуре NU2232.

Исследования вольтамперных характеристик структур проводилось при гелиевых температурах. Для измерения была использована следующая схема

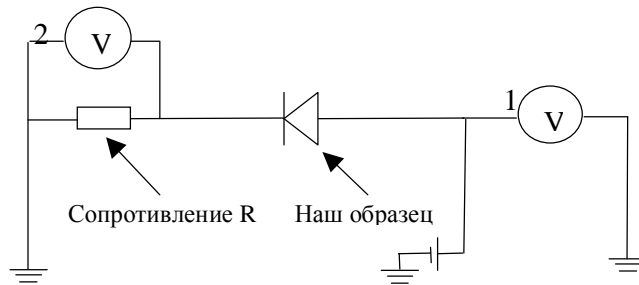


Рис. 13. Схема экспериментального исследования образцов. Напряжение определяется по показаниям вольтметра 1, ток определяется по показаниям вольтметра 2.

Экспериментальные результаты приведены на рис. 14.

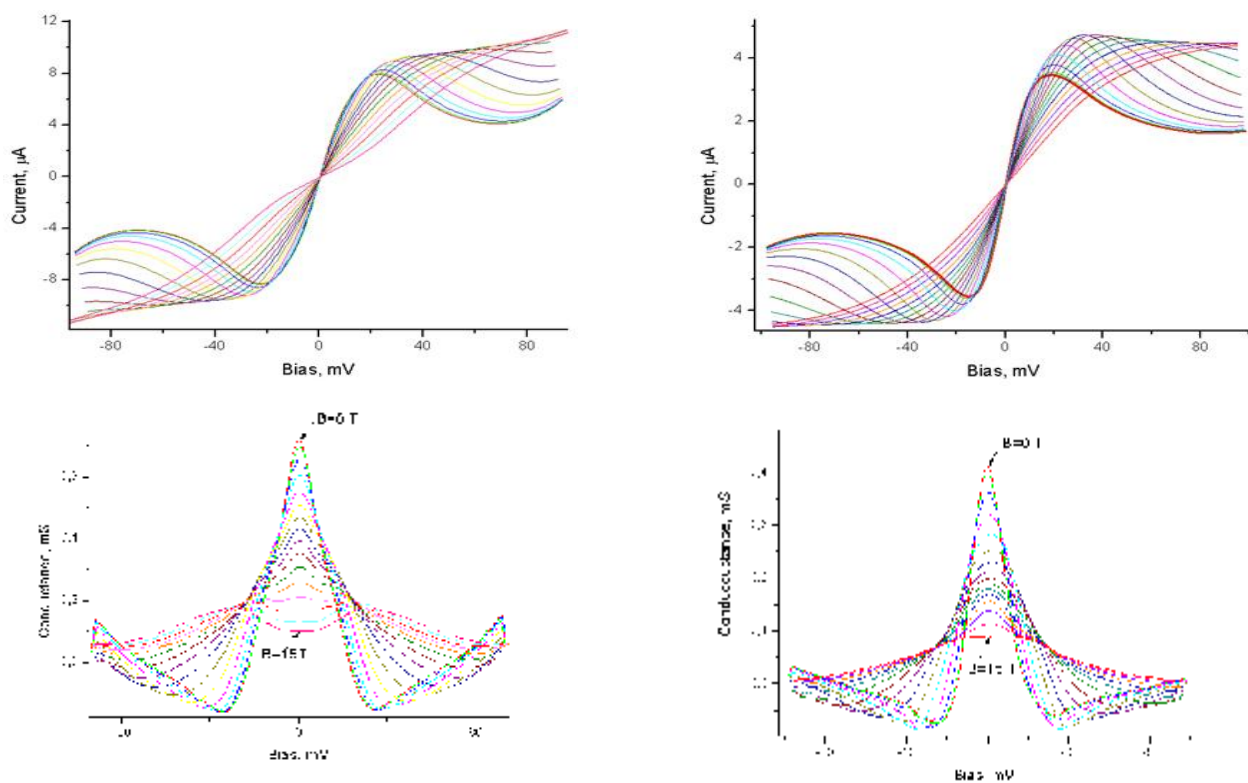


Рис. 14. На графиках изображены экспериментальные вольтамперные характеристики и рассчитанные зависимости дифференциальной проводимости от напряжения для NU2230 (слева) и NU2232 (справа). Магнитное поле изменялось в диапазоне от 0 до 15 Тл с шагом 1 Тл.

Вольтамперные характеристики с самым большим наклоном и кривые дифференциальной проводимости с максимальным пиком соответствуют нулевому магнитному полю. На графиках видно, как трансформируются кривые при изменении магнитного поля. В структуре NU2230 отчётливо виден провал дифференциальной проводимости в больших магнитных полях, в то время как в структуре NU2232 магнитное поле не достаточно сильно, чтобы провал образовался.

Кроме того, была обнаружена интересная температурная зависимость, сильно напоминающая аналогичные зависимости при переходе металл-диэлектрик (рис. 15).

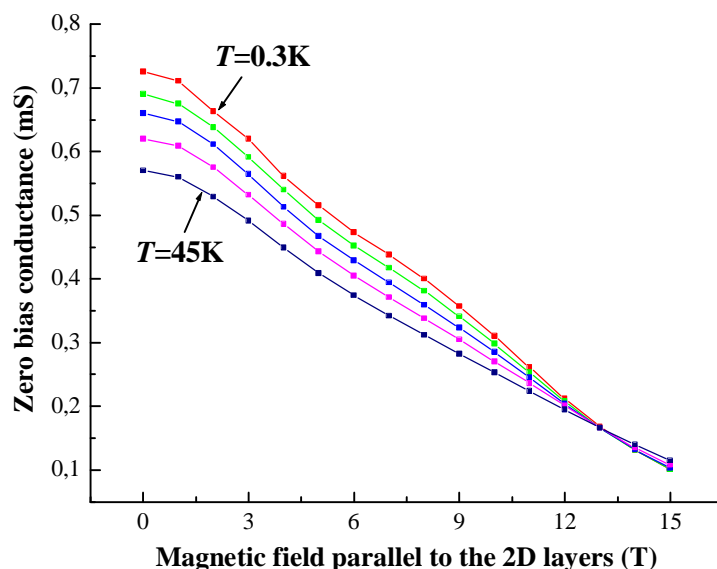


Рис. 15. Зависимости дифференциальной проводимости от магнитного поля для структуры NU2230 при температурах 0.3K; 11K; 20K; 30K; 45K.

Видно, что при маленьких полях дифференциальная проводимость уменьшается с увеличением температуры – это металлический тип проводимости, при больших магнитных полях наблюдается обратная зависимость – это соответствует диэлектрический типу проводимости. Точка изменения типа проводимости находится при магнитном поле 13 Тл.

Рассмотрим теперь зависимости дифференциальной проводимости при нулевом напряжении от приложенного магнитного поля, приведенные на рис. 16. Наши результаты радикально отличаются от полученных Эйзенштейном [1]. В статье Эйзенштейна в нуле высокий пик, затем большое плато и небольшой пик в конце (см. рис. 3), в то время как у нас: монотонное уменьшение с точкой перегиба (рис. 16).

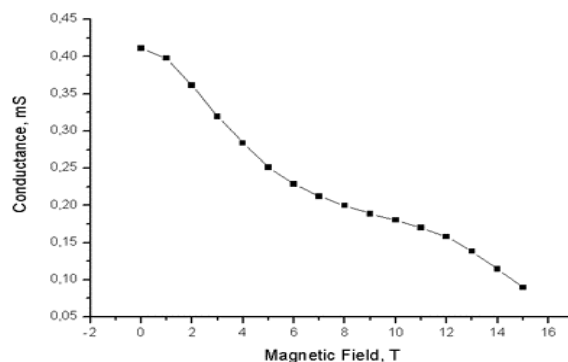
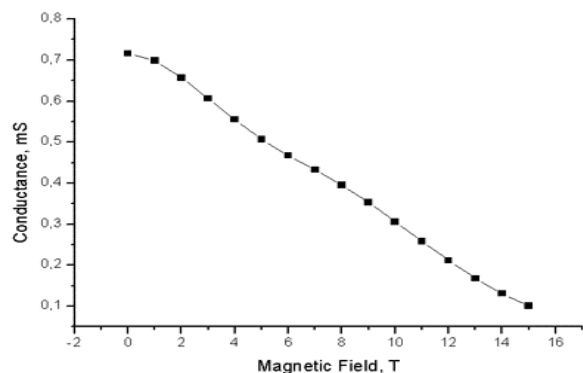


Рис. 16. Зависимости дифференциальной проводимости $\frac{dI}{dV}(B)$ (в дальнейшем $G(B)$) при нулевом напряжении от приложенного магнитного поля для NU2230 (слева) и NU2232 (справа).

В наших образцах можно ожидать сильные флуктуации потенциала вдоль образца из-за наличия d - легирования. В этих условиях уровни размерного квантования должны быть заметно уширены. Чтобы качественно объяснить разницу наших результатов с результатом, полученным в работе [1], были проведены модельные расчёты.

Анализ результатов.

В расчётах использовался метод спектральных функций, которым рассчитывалась равновесная дифференциальная проводимость в зависимости от магнитного поля. Подгоночным параметром являлась полуширина спектральной функции g (выражение (**)). Полученные зависимости приведены на рис. 17.

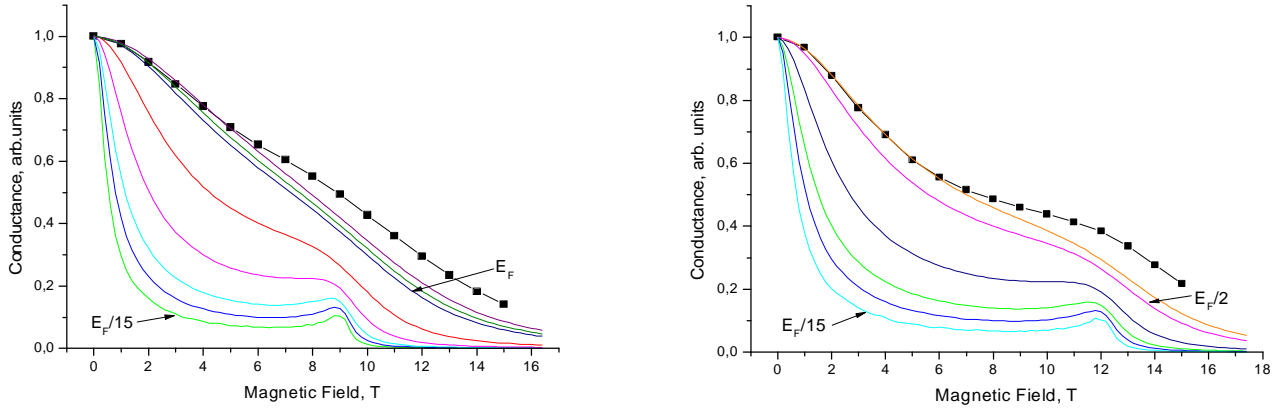


Рис. 17. Модельный расчёт $G(B)$ при разных уширениях g в сравнении с экспериментом для NU2230 (слева) и NU2232 (справа). Для структуры NU2230 расчетные кривые приведены при $g = e_f/15; e_f/10; e_f/7; e_f/4; e_f/2; e_f; e_f/0.9; e_f/0.8$, для NU2230 при $g = e_f/15; e_f/10; e_f/7; e_f/4; e_f/2; e_f/1.6$. Здесь и далее экспериментальная кривая изображена чёрным цветом с точками.

Видно, что кривая, рассчитанная в работе [1], при увеличении g качественно трансформируется в кривые, полученные нами в эксперименте.

Рассмотрим возможности использования полученных данных для определения параметра g .

Слабый пик при $B_{2kf} = \frac{2k_f \hbar}{ed}$ в сильных магнитных полях, который соответствует расхождению параболоидов на $2k_f$ (см.рис. 11), при больших g переходит в уменьшение наклона кривой (см. рис. 16 и рис. 3). Но это соответствие не точное. Значение B_{2kf} всегда немного больше $B_{\text{пика}}$. Кроме того, при большом уширении пик явно не виден. Поэтому нужен другой более точный критерий для оценки B_{2kf} . Чтобы найти максимум этого пика в случае сильного однородного уширения g , найдём минимум второй производной функции $G(B)$.

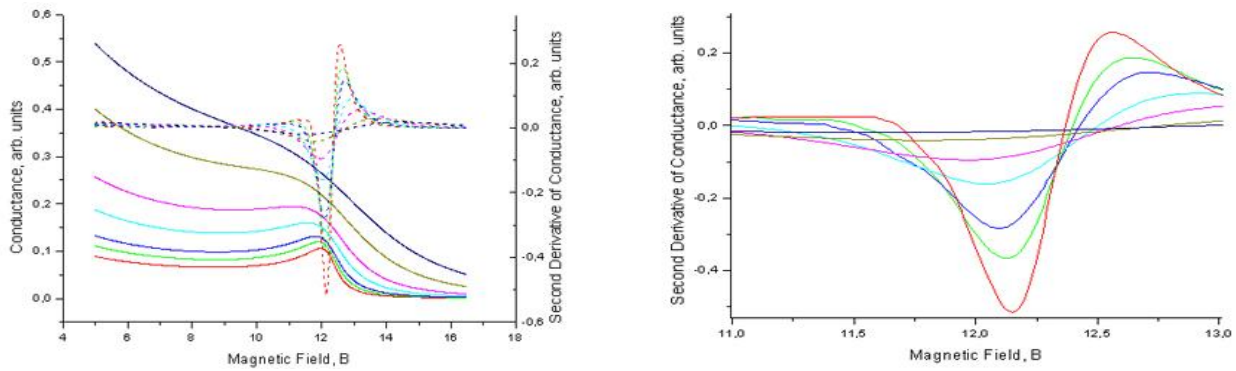


Рис. 18. (а) Модельный расчёт зависимостей $G(B)$ (сплошная кривая) и $\frac{d^2G(B)}{dB^2}$ (пунктирная кривая) при разных g . (б) увеличенная кривая $\frac{d^2G(B)}{dB^2}$.

Из кривых на рис. 18 видно, что при изменении g заметно слабое изменение как максимума зависимости $G(B)$, так и минимума её второй производной. Поэтому можно отказаться от определения $B_{\text{пика}}$ и сразу определять B_{min} . Используя графики на рис. 18, построим зависимость отношения $\frac{B_{\text{min}}}{B_{2kf}}$ от отношения $\frac{e_f}{g}$, где B_{min} – магнитное поле, которое соответствует минимуму второй производной (рис. 19).

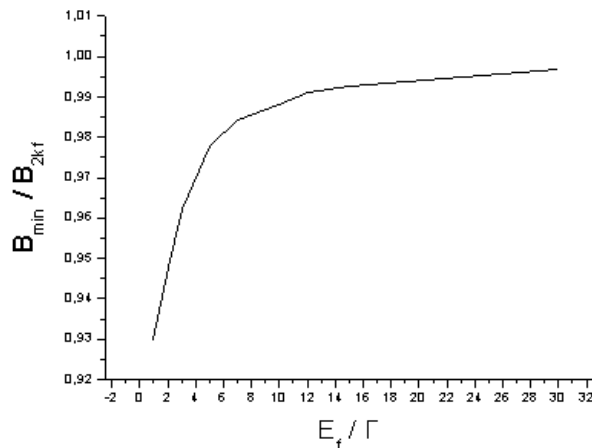


Рис. 19. Зависимость $\frac{B_{\text{min}}}{B_{2kf}} \left(\frac{e_f}{g} \right)$.

На графике видно, что отношение $\frac{B_{\min}}{B_{2kf}}$ слабо зависит от уширения. Причём отношение $\frac{B_{\min}}{B_{2kf}}$ не является функцией от B_{2kf} , поэтому мы и строим отношение. Это отношение вносит лишь небольшую поправку в определение B_{2kf} .

В соответствии с приведенными вычислениями, по зависимости $G(B)$ (рис. 17) можно найти минимум $\frac{d^2G(B)}{dB^2}$ и оценить $\frac{e_f}{g}$, потом посчитать B_{2kf} . А затем уже точно определить g .

Из формулы $2k_f = \frac{eB_{2kf}d}{\hbar}$ видно, что можно также оценить концентрацию электронов. Поскольку электроны распределены по всей яме, нужно решить вопрос о длине туннелирования d . Для этого усредним вероятности нахождения электронов в каждой яме. Так как волновая функция симметрична, то уравнение для средней длины туннелирования имеет вид

$$d/2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} xy^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} y^2 dx}$$

Вычислив это выражение, можно найти d .

В итоге для каждой структуры получаем следующие результаты:

- 1) для образца NU2232 $d = 13.14$ нм. $B_{2kf} = 12,834$ Т, $e_f = 8.9$ мэВ, $n = 2.612 \cdot 10^{11}$ см⁻²
- 2) для образца NU2230 $d = 14.74$ нм. $B_{2kf} = 9,6774$ Т, $e_f = 6.1$ мэВ, $n = 1.87 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Варьируя параметр g можно подобрать такое его значение, что расчётная кривая будет визуальным наилучшим образом соответствовать экспериментальной данным (см. рис. 20).

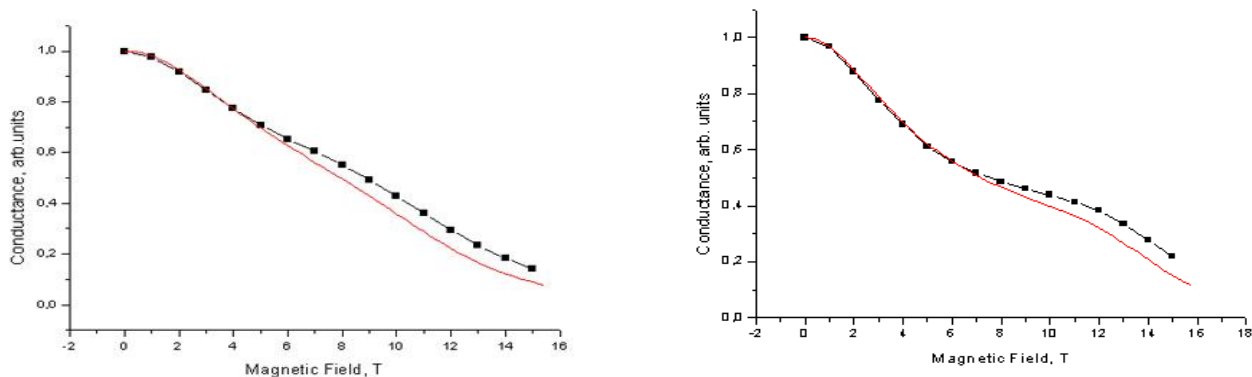


Рис. 20. На графиках изображены кривые модельного расчёта в сравнении с экспериментальными графиками для NU2230 (слева) и NU2232 (справа).

Получилось, что в структуре NU2232 $g = e_f / 1,65 = 4.82$ мэВ, а в структуре NU2230 $g = e_f / 0,9 = 6.77$ мэВ. Эти результаты качественно совпадают со сравнительными оценками «беспорядка» каждой структуры.

Зависимости точно описываются при небольших магнитных полях (см. рис. 20). В то же время, неясно расхождение характеристик при более высоких магнитных полях. Если предположить, что в наших структурах есть ещё один канал проводимости: ток течёт ещё через параллельное сопротивление, тогда $G = G_t + G_p$, где G_t - туннельная проводимость, G_p – проводимость через параллельно поставленное сопротивление, которое не зависит от магнитного поля. Это дополнительное предположение не влияет на оценку концентрации электронов. Теперь поварьировав два параметра G_p и g , получаем хорошее описание экспериментальных данных:

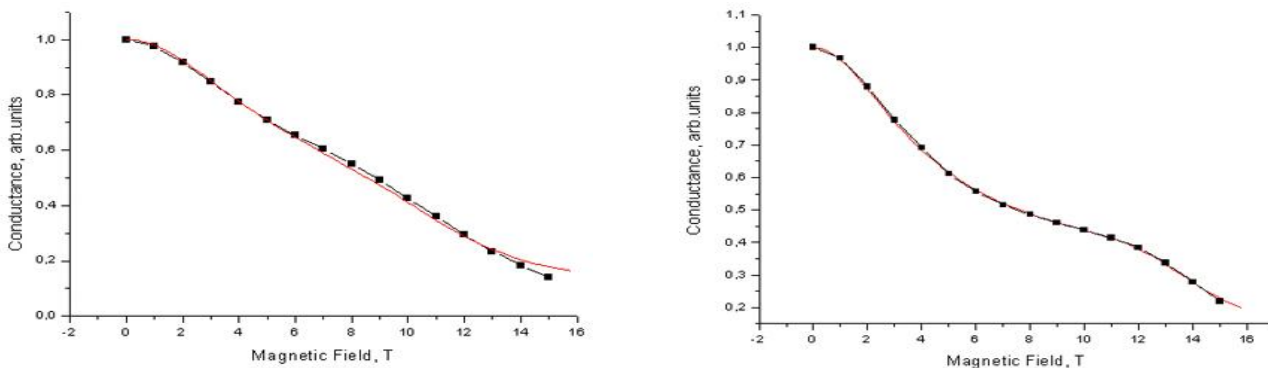


Рис. 21. Кривые модельного расчёта с учётом параллельного сопротивления (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными (точки) для NU2230 (слева) и NU2232 (справа).

В структуре NU2232 $g = e_f/2 = 4,07$ мЭВ, а в структуре NU2230 $g = e_f/1 = 6.1$ мЭВ.

Существует другой способ определения g . Он заключается в подгонке кривой зависимости дифференциальной проводимости от приложенного внешнего напряжения (рис. 22).

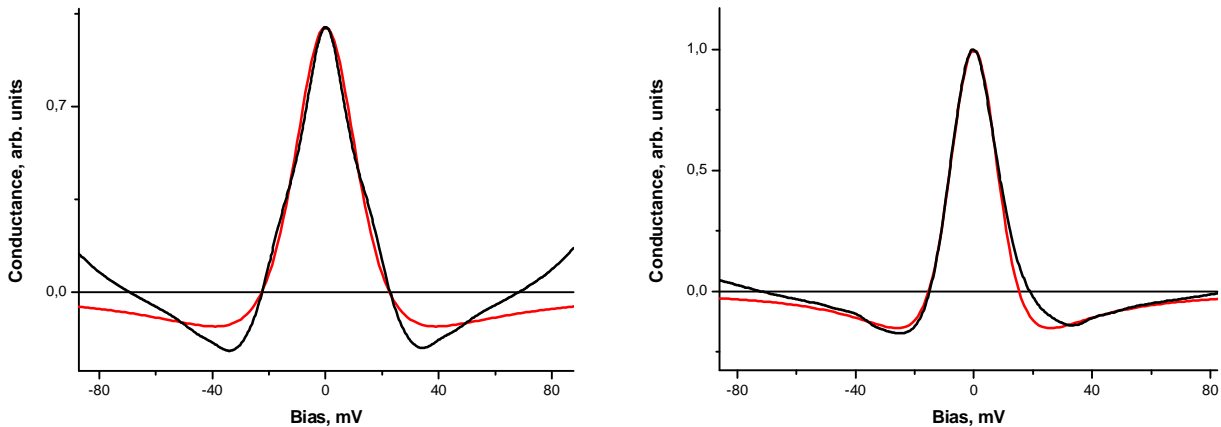


Рис 22. Кривые модельного расчета (красная) дифференциальной проводимости от приложенного напряжения в сравнении с экспериментом (черная) для NU2230 (слева) и NU2232 (справа).

В результате получили для структуры NU2232 $g = e_f = 8.9$ мВ, а в структуре NU2230 $g = 2e_f = 12,2$ мВ. Расхождения при разных способах определения g связано с сильными локализациями в структурах. При туннелировании электронов с энергий близких к энергии Ферми, задействованы только слабо локализованные электроны, а при больших напряжениях также сильно локализованные электроны делают вклад в туннелирование между потенциальными ямами.

Для проверки правильности наших выводов концентрация также была определена другим способом – по осцилляциям туннельного тока в магнитном поле перпендикулярном 2D слою (осцилляции типа Шубникова-де Газа).

Для структуры NU2232 $n = 3.066 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а для структуры NU2230 - $n = 2.244 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Видно, что результаты совпадают только качественно. Тем не менее, два разных способа определения концентрации показывают, что концентрация электронов в структуре NU2230 меньше, чем в структуре NU2232.

Квантовое время жизни электронов можно оценить из соотношения неопределённости $\Delta\varepsilon\Delta t \sim \hbar$, как $\tau = \frac{\hbar}{g} \approx 0.7 \cdot 10^{-12}$ с. Этот результат совпадает по порядку величины с результатом, полученным из экспериментальных исследований подвижности в слоях с d -легированием, согласно которым $\mu \sim 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Используя это значение, получаем время релаксации $\tau = \frac{m^* \mu}{e} \approx 0.2 \cdot 10^{-12}$ с.

Отсюда следует, что можно численно оценить проводимость в слоях с d -легированием, когда традиционными способами это сделать невозможно.

Подтверждением применимости метода может служить переход металл-диэлектрик (рис. 15). При магнитных полях больше B_{2k_f} продолжают оставаться резонансные состояния на уровне Ферми за счет большого уширения энергетических уровней. Если магнитное поле таково, что $\Delta k > 2k_f + 2k_g$ то резонансные состояния находятся в квантовых состояниях выше уровня Ферми, которые не заполнены электронами. В этом случае электроны могут туннелировать за счет термической активации электронов на резонансные уровни. В этих предположениях найдем магнитное поле B_s , которое соответствует переходу металл-диэлектрик

$$e_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{eB_{2k_f} d}{2\hbar} \right)^2 - \text{дисперсия электронов.}$$

Точка $k_f + k_g$ соответствует энергии $e_F + g$. С учетом этого получаю следующее уравнение.

$$e_F + g = \frac{\hbar^2 (k_f + k_g)^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{eB_s d}{2\hbar} \right)^2$$

Разделив второе равенство на первое, получаем окончательное выражение для магнитного поля в точке поворота

$$B_s = B_{2k_f} \sqrt{1 + g / E_F}$$

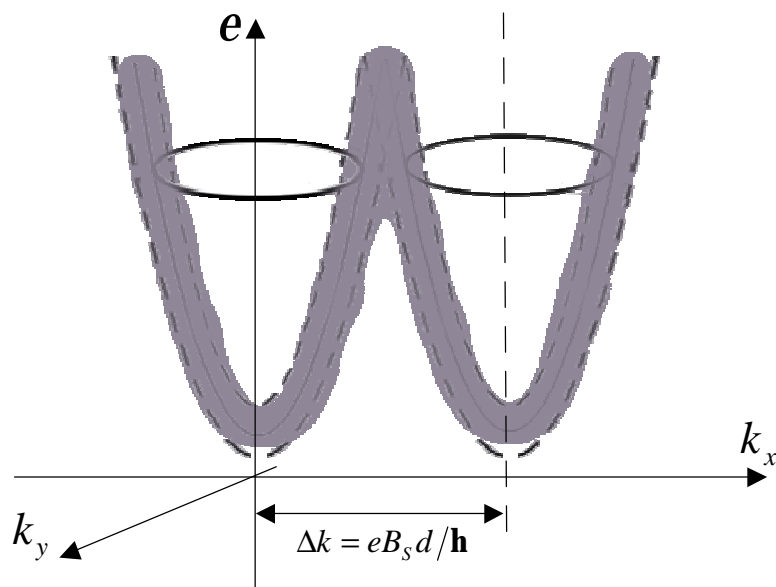


Рис. 23. Рисунок демонстрирует уширение.

Для структуры NU2230 мы получили $B_s = 13$ Т, что в хорошем соответствии с экспериментом (рис. 15).

Заключение.

В результате проделанной работы было показано, что развитый ранее метод для описания чистых систем можно применять и для неупорядоченных электронных систем. Показано, что анализируя результаты измерения равновесной туннельной проводимости между двумя 2D электронными слоями, как функции поперечного магнитного поля с помощью метода спектральных функций можно определить основные параметры 2D электронных систем, а именно концентрацию и квантовое время жизни электронов.

Список литературы

1. J. P.Eisenstein, T.J.Gramila, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Probing a two-dimensional Fermi surface by tunneling, *Physical Review B*, vol. 44, num. 12 (1991).
2. S.Q. Murphy, J. P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Lifetime of two-dimensional electrons measured by tunneling spectroscopy, *Physical Review B*, vol. 52, num 20 (1995).
3. Lian Zheng and A. H. MacDonald, Tunneling conductance between parallel two-dimensional system, *Physical Review B*, vol. 47, num 16 (1992).
4. E. Bockenhoff, K. v. Klitzing and K. Ploog, Tunneling from accumulation layers in high magnetic fields, *Physical Review B*, vol. 38, num 14 (1988).
5. N.Turner, J.T.Nicholls, E.H.Linfield, K.M.Brown, G.A.C.Jones and D.A.Ritchie, Tunneling between parallel two-dimensional electron gases, *Physical Review B*, vol. 54, num 15 (1996).
6. Е.Л.Вольф, Принципы электронной туннельной спектроскопии.
7. G.Rainer, J.Smoliner, E.Gornik, G.Bohm and G.Weimann, Tunneling and nonparabolicity effects in in-plane magnetic field, *Physical Review B*, vol. 51, num 24 (1994).
8. Г. Д. Махан, Многочастичная теория туннелирования. Поляритоны в переходах Шоттки.