

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ МЕЖДУ ДВУМЕРНЫМИ СИСТЕМАМИ С РАЗНЫМИ КОНЦЕНТРАЦИЯМИ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Г. Попов^{*a,b}, Ю. В. Дубровский[†], Ж.-К. Портал^{**b,c,d}

^a Институт проблем технологии микроэлектроники Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b INSA, F31077 Toulouse Cedex 4, France

^c Institut Universitaire de France, 103, Boulevard Saint-Michel
75005 Paris, France

^d Grenoble High Magnetic Field Laboratory, MPI-CNRS
BP166 38042 Grenoble Cedex 9, France

Поступила в редакцию 3 октября 2005 г.

В работе представлены результаты экспериментального исследования вертикального электронного транспорта в однобарьерной туннельной гетероструктуре типа GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs с легированным барьером. Двумерные аккумуляционные слои возникали по разные стороны барьера в результате ионизации Si доноров в барьерном слое. Немонотонное смещение токового пика было обнаружено на вольт-амперной характеристике туннельного диода в магнитном поле, перпендикулярном плоскостям двумерных слоев. В работе показано, что такое поведение резонансного пика может быть удачно объяснено в модели возникновения кулоновской псевдощели и пиннинга расщепленных по спину уровней Ландау на уровнях Ферми контактов. При этом необходимо предположить не зависящий от факторов заполнения уровней Ландау фактор Ландау $g^* = 7.5$, одинаковый в обоих слоях.

PACS: 73.21.Fg, 73.43.Jn, 73.43.Lp

1. ВВЕДЕНИЕ

Туннелирование между двумерными системами чрезвычайно чувствительно к разнице энергий двумерных подзон. Когда энергии подзон одинаковы по обе стороны барьера, туннельный ток резко возрастает. В туннельных структурах параметром, регулирующим разницу в энергиях подзон, является напряжение смещения. При этом положение токового резонанса по напряжению определяется из уравнения баланса

$$E_{01}(V_r) = E_{02}(V_r), \quad (1)$$

где E_{01} и E_{02} — энергии подзон, точнее, энергии доньев двумерных подзон в двумерных слоях, V_r — положение резонанса по напряжению или резонанс-

ное напряжение. В одночастичной модели последовательного туннелирования или в приближении туннельного гамильтониана [1] условие (1) можно получить, учитывая, что при туннелировании сохраняются полная энергия и поперечная компонента импульса электрона. Следует отметить, что резонансный характер приобретает не только когерентное туннелирование, но и туннелирование с участием рассеивателей, фононов и многочастичных возбуждений, что позволяет исследовать такие эффекты, как туннелирование между уровнями Ландау (УЛ) с разными индексами [2], усиление туннелирования оптическими фононами [3], подавление туннелирования вблизи нулевого смещения в сильных квантовых магнитных полях или туннельную псевдощель [4–6]. Ранее возникновение псевдощели подробно исследовалось в туннелировании между идентичными двумерными электронными системами (ДЭС). В этом случае резонансное условие (1) выполняет-

*E-mail: popov@ipmt-hpm.ac.ru

**J.-C. Portal

ся при нулевом напряжении смещения, при этом в нулевом магнитном поле наблюдается узкий пик туннельной проводимости в нуле. В магнитном поле наблюдалось расщепление резонансного пика с подавлением проводимости вблизи нулевого напряжения. Исследование псевдощели при туннелировании между ДЭС с разными концентрациями электронов осложнено из-за различного влияния магнитного поля на энергии двумерных подзон. Изменение же энергий двумерных подзон в магнитном поле возникает вследствие обмена электронами между ДЭС и трехмерными электронными резервуарами в контактах. Надо отметить, что такой обмен играет существенную роль именно в туннельных структурах, поскольку в таких структурах необходимо обеспечить измерение падения напряжения непосредственно на барьерном слое. Достигается это путем создания потенциальных контактов, которые находятся в термодинамическом равновесии с прибарьерными областями ДЭС [7]. Свойства ДЭС, находящейся в равновесии с электронным резервуаром в квантующем магнитном поле, изучались довольно подробно как теоретически [8, 9], так и экспериментально [10, 11]. В результате было показано, что при изменении величины магнитного поля энергия двумерной подзоны и концентрация ДЭС осциллируют. При этом эти осцилляции периодичны по обратной величине магнитного поля с тем же периодом, что и осцилляции Шубникова–де Гааза. Таким образом, для ДЭС с разными концентрациями электронов периоды осцилляций будут различны, и разность энергий двумерных подзон будет также осциллировать в магнитном поле. Это означает, что будут наблюдаться осцилляции положения токового пика на вольт-амперной характеристике туннельного контакта. В случае же идентичных ДЭС осцилляции осуществляются синхронно и позиция резонанса не меняется. Однако и в случае разных концентраций исследование псевдощели вблизи нулевого смещения становится возможным в сильном магнитном поле, когда в обеих ДЭС заселен последний уровень Ландау. В этом случае энергии подзон меняются одинаковым образом и позиция резонанса близка к нулю [12].

В данной работе подробно исследованы туннельные характеристики контактов между ДЭС с разными концентрациями электронов. Обнаружена осциллирующая зависимость положения резонансного пика от магнитного поля. Подробный анализ этой зависимости позволил выделить вклады туннельной псевдощели и усиленного спинового расщепления уровней Ландау.

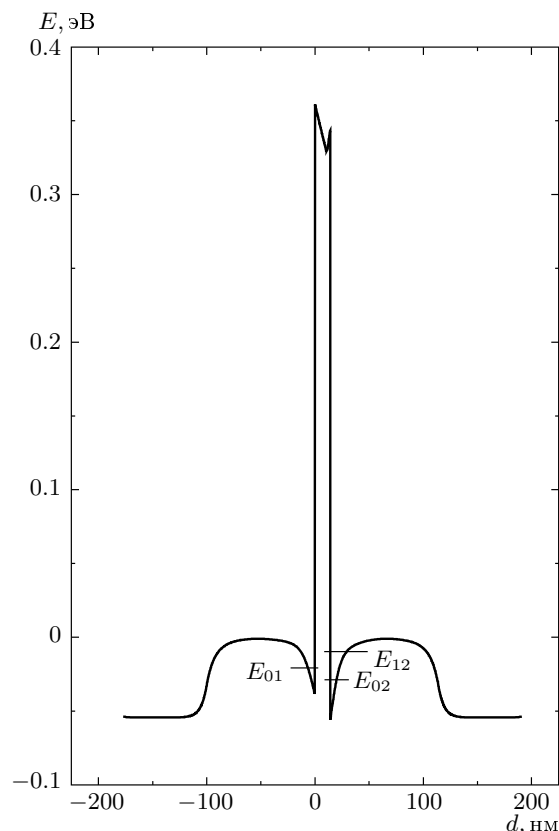


Рис. 1. Схематическое изображение потенциального профиля дна зоны проводимости с уровнями размерного квантования. Данные самосогласованного расчета для δ -легированного барьера с эквивалентной двумерной концентрацией примесей

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Резонансно-туннельные диоды были изготовлены из однобарьерной гетероструктуры типа GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Подробное описание слоев гетероструктуры представлено в таблице. Вкратце можно сказать, что толщина барьерного слоя составляла 20 нм, толщины спейсерных слоев составляли 70 нм. Двумерные электронные слои возникали в спейсерных областях в результате ионизации доноров в барьерном слое. Несмотря на симметричные положение слоев и профиль легирования относительно середины барьерного слоя, реальные структуры получились асимметричными. Асимметрия в таких структурах может возникать, например, из-за размытия профиля легирования, вызванного диффузией атомов Si во время эпитаксиального роста. Диаграмма дна зоны

Последовательность слоев исследуемой гетероструктуры

Состав слоя	Концентрация доноров, см ⁻³	Толщина, нм
<i>n</i> ⁺ -GaAs (верхний слой)	1.5 · 10 ¹⁸	300
<i>n</i> ⁺ -GaAs	5 · 10 ¹⁷	50
<i>n</i> ⁻ -GaAs (спейсер)	(2–3) · 10 ¹⁵	70
GaAs	не легирован	10
Al _{0.3} Ga _{0.7} As	не легирован	5
<i>n</i> ⁺ -Al _{0.3} Ga _{0.7} As	6 · 10 ¹⁷	10
Al _{0.3} Ga _{0.7} As	не легирован	5
GaAs	не легирован	10
<i>n</i> ⁻ -GaAs (спейсер)	(2–3) · 10 ¹⁵	70
<i>n</i> ⁺ -GaAs	5 · 10 ¹⁷	50
<i>n</i> ⁺ -GaAs	1.5 · 10 ¹⁸	1000
Подложка: <i>n</i> ⁺ -GaAs, <i>n</i> _D = (2–3) · 10 ¹⁸ см ⁻³		

проводимости реальных структур представлена на рис. 1. Исследуемые диоды представляли собой цилиндрические столбики с диаметром основания 70 мкм. Столбики были приготовлены стандартными методами фотолитографии и химического травления. Все измерения были проведены при температуре 90 мК.

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики для разных магнитных полей, ориентированных перпендикулярно плоскостям ДЭС. Точный пик и плечо были обнаружены в нулевом магнитном поле на ВАХ диода при напряжениях смещения соответственно $V_{b1} = 7.4$ мВ и $V_{b2} = -15.2$ мВ. Пик при $V_{b1} = 7.4$ мВ связан с резонансным туннелированием электронов между ДЭС, когда энергии основных состояний в системах совпадают (см. рис. 1 и уравнение (1)), далее будем называть этот резонанс 0–0. Особенность при $V_{b2} = -15.2$ мВ может быть связана с резонансом 0–1, т.е. когда $E_{01}(V_{b2}) \approx E_{12}(V_{b2})$. Возможна также и другая интерпретация, например, туннелирование через особенность плотности состояний на краю трехмерных состояний. Подробнее эта особенность будет рассмотрена в отдельной публикации. На зависимости тока от магнитного поля были обнаружены осцилляции в широком диапазоне напряжений смещения. Эти осцилляции были периодичны по обратному полю и определялись нормальной к плоскостям ДЭС компонентой магнитного поля, т.е. осцилляции типа Шубникова–де Гааза. Осцилляции тока при малых напряжениях смещения ($V_b = 1$ мВ) определя-

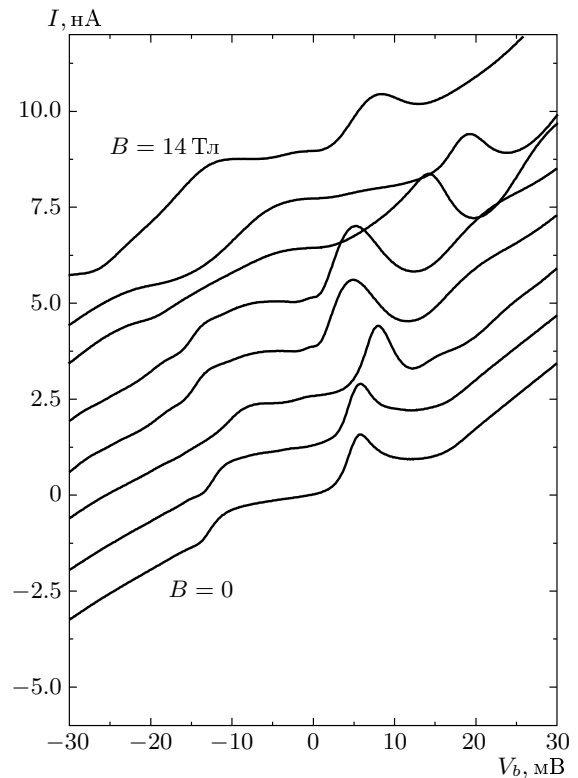


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в разных магнитных полях, перпендикулярных плоскостям ДЭС. По направлению снизу вверх представлены ВАХ при $B = 0, 2, 4, 6, 6.5, 8, 10, 14$ Тл. Кривые смещены относительно ВАХ при $B = 0$ с шагом 1.3 нА

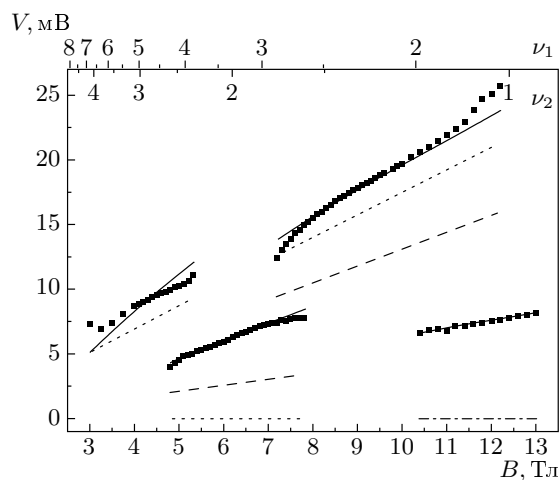


Рис. 3. Зависимость резонансного напряжения от магнитного поля. Квадраты соответствуют экспериментальным значениям. Штриховые, пунктирные и сплошные линии соответствуют расчетным значениям, полученным в моделях соответственно с учетом спинового расщепления уровней Ландау, без него и с учетом кулоновской псевдощели

ются модуляцией плотности состояний, созданной уровнями Ландау на уровне Ферми в ДЭС с более высокой подвижностью и малой электронной концентрацией [13]. Таким образом, из частоты осцилляций можно определить малую концентрацию как $n_1 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В соответствии с положением по напряжению V_{b1} резонанса 0–0 можно оценить энергию Ферми E_{F2} в ДЭС с большей электронной концентрацией: $E_{F2} = E_{F1} + eV_{b1}$, где E_{F1} — энергия Ферми в ДЭС с малой концентрацией. В результате большая концентрация n_2 равна $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Необходимо отметить, что такое определение допустимо только в предположении, что все приложенное напряжение падает на барьерном слое и толщина барьерного слоя достаточна велика (см. Приложение). Для исследуемых структур это предположение выполняется, что было проверено расчетами и емкостными измерениями [14].

При увеличении квантующего магнитного поля токовый пик сдвигается в сторону больших напряжений смещения (см. рис. 2). Данный сдвиг имеет немонотонную зависимость от магнитного поля. На рис. 3 квадратами представлена экспериментальная зависимость положения резонанса 0–0 от магнитного поля. Положение резонанса определялось как положение минимума во второй производной d^2I/dV^2 . Такое определение позволяет уменьшить влияние фонового тока, связанного с нерезонансным тунне-

лированием электронов. Следует отметить, что в наблюдаемой зависимости существуют участки линейного увеличения резонансного напряжения и диапазоны магнитного поля, где резонансный пик резко меняет свое положение. В таких переходных диапазонах на ВАХ наблюдается сосуществование двух резонансных токовых пиков (см. рис. 4). При увеличении магнитного поля амплитуда одного пика увеличивается, а другого уменьшается.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем обсуждать экспериментальные зависимости, необходимо отметить, что само по себе магнитное поле, перпендикулярное плоскостям ДЭС, не может влиять ни на энергии двумерных подзон E_{01} , E_{02} , E_{12} , ни на резонансное условие (1), поскольку магнитное поле не влияет на движение электрона вдоль своей оси¹⁾. Следовательно, в квантующем магнитном поле энергии двумерных подзон определяются, как и в случае нулевого поля, электростатическим распределением заряда и потенциала вдоль оси размерного квантования. Обнаруженное смещение резонанса можно объяснить только лишь изменением распределения заряда и потенциала, которое возникает вследствие обмена электронами между контактами и ДЭС.

Линейное смещение резонанса 0–0 может быть объяснено в модели пиннинга частично заполненных уровней Ландау на уровнях Ферми в ДЭС. Пиннинг частично заполненных уровней Ландау на уровне Ферми легко представить в случае бесконечно узких уровней Ландау и постоянной электронной концентрации в ДЭС. В этом случае при нулевой температуре уровень Ферми может располагаться только на уровнях Ландау, промежуточная же позиция является неустойчивой, поскольку малейшее изменение магнитного поля меняет кратность вырождения уровней Ландау. В ситуации же, когда ДЭС находится в равновесии с контактом, взаимный обмен электронами обеспечивает общий химический потенциал в ДЭС и контакте. Каким же образом пиннинг частично заполненных уровней Ландау осуществляется в этом случае? Как уже упоминалось выше, эксперимент свидетельствует о том, что магнитное поле вызывает перераспределение заряда между ДЭС и контактом. Пиннинг возникает, когда изменение потенциала квантовой ямы сдвига-

¹⁾ Резонансные условия можно получить из законов сохранения энергии $E = E_0 + (N + 1/2)\hbar\omega_c$ и магнитного числа N : $E_1 = E_2$, $N_1 = N_2$, откуда получаем выражение (1).

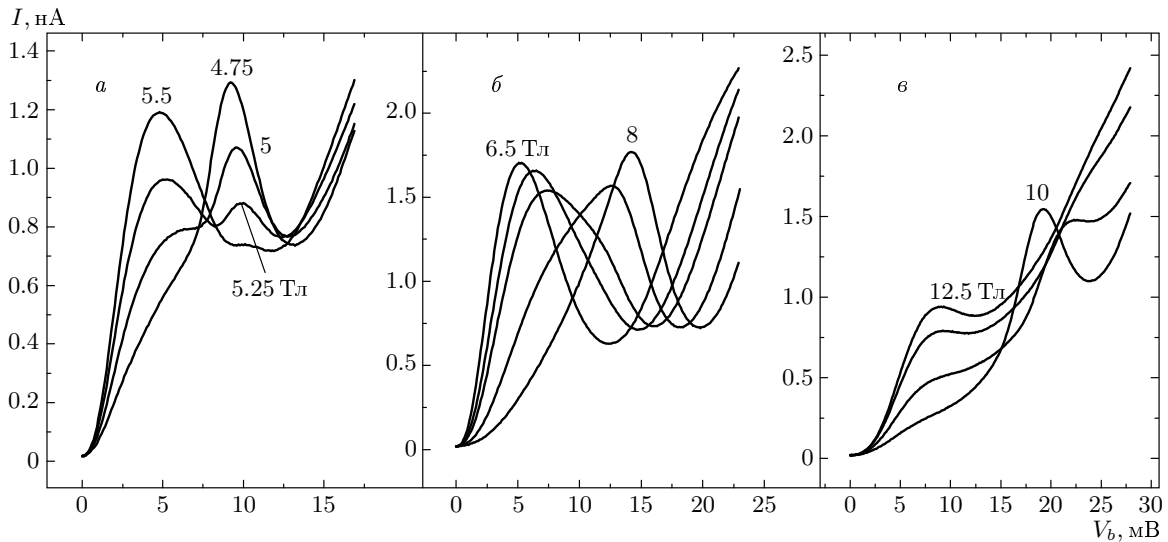


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики в магнитных полях, соответствующих переходу между линейными участками в магнитной зависимости резонансного напряжения (см. рис. 3). Приведены ВАХ в следующих магнитных полях: 4.75, 5, 5.25, 5.5 Тл (а); 6.5, 6.75, 7, 7.5, 8 Тл (б); 10, 11, 12, 12.5 Тл (в)

ет дно двумерной подзоны, компенсируя изменение энергии частично заполненных уровней Ландау. Подробнее условия пиннинга были рассмотрены в отдельной публикации [15].

Теперь рассмотрим ДЭС в резонансе, т. е. когда решетка уровней Ландау совпадают по энергии в обеих ДЭС. В режиме пиннинга уровни Ферми располагаются на частично заполненных уровнях Ландау, поэтому резонансное напряжение V_r определяется разностью энергий частично заполненных уровней Ландау:

$$eV_r = (N_2 - N_1)\hbar\omega_c, \quad (2)$$

где N_2, N_1 — номера запиннигованных частично заполненных уровней Ландау соответственно в эмиттерной и коллекторной ДЭС, ω_c — циклотронная частота. Здесь мы пренебрегли спиновым расщеплением и уширением уровней Ландау. Чтобы определить N_2 и N_1 , необходимо знать зависимости концентраций ДЭС от магнитного поля. Эти зависимости обычно получают в результате самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона, однако параметры исследуемой структуры позволяют полагать значения концентраций неизменными. Действительно, если учесть, что перенос заряда осуществляется на расстояние, сравнимое с толщинами спейсерного и барьерного слоев, т. е. большее $d = 20$ нм, то можно оценить масштаб изменений концентраций. Так, для смещения дна двумер-

ной подзоны на $\delta E = 20$ мэВ достаточно перенести $\delta n \approx \epsilon\epsilon_0\delta E/ed = 1.5 \cdot 10^{10}$ см⁻² электронов на единицу площади или 5% от меньшей концентрации. Таким образом, изменения концентраций настолько малы, что для определения заселенности уровней Ландау ими можно пренебречь²⁾. В результате в магнитном поле $B = 3$ Тл заселенности эмиттерной и коллекторной ДЭС таковы: $\nu_1 = n_1S/N_c = 4.2$, $\nu_2 = 7$ (см. рис. 3), где S — площадь образца, N_c — кратность вырождения уровней Ландау. Следовательно имеем: $N_1 = 2$, $N_2 = 3$. Тогда из выражения (2) получаем

$$eV_r = \hbar\omega_c. \quad (3)$$

В магнитном поле $B = 5$ Тл номера частично заполненных уровней Ландау следующие: $N_1 = 1$, $N_2 = 2$. Таким образом, выражение (3) справедливо вновь, хотя номера частично заполненных уровней Ландау изменились на единицу. Зависимость (3) представлена на рис. 3 пунктирной линией в диапазоне $B \in (3 \text{ Тл}; 5,3 \text{ Тл}) \cup (8 \text{ Тл}; 12 \text{ Тл})$. Резкие изменения в резонансном напряжении могут возникнуть при асинхронном переходе пиннинга в ДЭС, который в данной ситуации возможен, когда разница в

²⁾ В качестве дополнительного источника электронов могут служить n^- -спейсерные слои. Полная ионизация примесей в них способна добавить $2.1 \cdot 10^{10}$ см⁻² электронов в каждую ДЭС. Таким образом, неопределенность в концентрации ДЭС составляет 10%.

концентрациях сравнивается с плотностью кратности вырождения на одном уровне Ландау — $2N_c/S$ или когда $\nu_2 - \nu_1 \leq 2$ и заселенность в одной из ДЭС достигнет целочисленного четного значения. Это как раз происходит при $B = 5.3$ Тл ($\nu_2 = 4$). При дальнейшем увеличении магнитного поля $N_1 = N_2 = 1$ и положение резонанса должно сместиться в нулевое напряжение (см. рис. 3, пунктирная линия в диапазоне $B \in (4.8 \text{ Тл}; 7.8 \text{ Тл})$). Второй переход осуществляется при $B = 7.5$ Тл, при этом заселенности равны $\nu_1 = 1.7$ и $\nu_2 = 2.8$, т.е. соответственно вблизи факторов 2 и 3. Следует отметить, что расхождение в расчетных и ожидаемых величинах факторов заполнения составляет не более 15 %, что вполне укладывается в точность, с которой мы полагаем концентрации неизменными. Итак, вблизи фактора $\nu_1 = 2$ первый уровень Ландау выталкивается из-под уровня Ферми в эмиттерной ДЭС и мы имеем $N_1 = 0$ и $N_2 = 1$, выражение (3) снова должно быть справедливо (см. пунктирную линию в диапазоне $B \in (8 \text{ Тл}; 12 \text{ Тл})$ на рис. 3). Последний переход наблюдается при $B = 11$ Тл, при этом $\nu_1 = 1.4$ и $\nu_2 = 1.9$, т.е. происходит смена номера частично заполненного уровня Ландау в коллекторной ДЭС. В этом случае резонанс должен переместиться к нулю.

Легко видеть, что существует весьма заметное различие между экспериментальными и расчетными значениями, особенно в диапазоне $B \in (5 \text{ Тл}; 8 \text{ Тл}) \cup (10.5 \text{ Тл}; 13 \text{ Тл})$. Точного совпадения с экспериментальными данными ждать не приходится, поскольку выражение (2) получено в предположении бесконечно узких уровней Ландау. Экспериментально полуширину квантовых уровней можно оценить по полуширине резонансного пика на ВАХ ($\Gamma = 3$ мэВ, см. рис. 2, кривая при $B = 0$). Таким образом, уширением можно объяснить отклонение в пределах $\Gamma = 3$ мэВ. Другой причиной смещения токового пика от резонансного положения является туннельная псевдощель. Туннельная псевдощель наблюдалась в исследуемых структурах ранее в ультраквантовых магнитных полях ($B > 11$ Тл) [12], когда благодаря пиннингу на последних частично заполненных уровнях Ландау резонанс смещался в нулевые напряжения. Таким образом, смещение резонанса в диапазоне $B \in (10.5 \text{ Тл}; 13 \text{ Тл})$ можно связать с туннельной псевдощелью. Но псевдощель не возникает скачком, она должна формироваться в малых магнитных полях, причем, как показано в работах [4, 5], ее зависимость является монотонной функцией магнитного поля при не целом заполнении уровней Ландау. В диапазоне же $B \in (8 \text{ Тл}; 10.5 \text{ Тл})$ влияние

псевдощели практически отсутствует. Таким образом, описание экспериментальных данных только на основе уравнения (2) нельзя считать удачным.

Другой вид линейной зависимости резонансного напряжения от магнитного поля можно получить, рассматривая спиновое расщепление уровней Ландау. Так, в диапазоне магнитного поля $B \in (5.5 \text{ Тл}; 6.5 \text{ Тл})$ факторы заполнения меняются в диапазонах $\nu_1 \in (2; 2.3)$ и $\nu_2 \in (3.2; 3.8)$. Следовательно, хотя номера частично заполненных уровней Ландау и одинаковые, электроны на них имеют разную спиновую поляризацию. В случае одинакового спинового расщепления в обеих ДЭС энергии частично заполненных уровней Ландау различаются на величину этого спинового расщепления:

$$eV_r = \Delta_S(B). \quad (4)$$

Аналогичным образом получаем, что в диапазоне $B \in (8 \text{ Тл}; 10 \text{ Тл})$ номера частично заполненных уровней Ландау различаются на единицу, но заселены их части с разной спиновой поляризацией. В результате резонансное напряжение определяется следующим выражением:

$$eV_r = \hbar\omega_c - \Delta_S(B). \quad (5)$$

В магнитных полях $B \in (12.5 \text{ Тл}; 13 \text{ Тл})$ номера частично заполненных уровней Ландау равны нулю и спиновая поляризация также различна, но поскольку при дальнейшем увеличении магнитного поля не происходит резких скачков в положении токового пика, можно сделать вывод, что спиновое расщепление подавлено, по крайней мере пока факторы заполнения превышают единицу. Возможная причина подавления спинового расщепления будет обсуждаться ниже. В этом случае, как и в случае нулевого спинового расщепления, резонанс происходит при нулевом напряжении. Величина спинового расщепления исследовалась подробно ранее в латеральном транспорте в двумерных системах при заполнениях уровней Ландау $\nu = 1; 3$ [16, 17]³⁾. Была обнаружена линейная зависимость $\Delta_S(B)$, величина которой описывалась усиленным фактором Ландэ $g^* = 7$. Величина же этого фактора в модели невзаимодействующих электронов существенно меньше, $g = -0.44$. Такое увеличение описывалось теорией как результат увеличения спиновой щели из-за обменной части кулоновского межэлектронного взаимодействия [18]. Однако теория предсказывала корневую зависимость расщепления $\Delta_S(B)$ от магнитного поля. На сегодняшний день, к сожалению, не

³⁾ В работе [17] существует противоречие, авторы утверждают, что $g^* = 5.2$, а представленные данные на рис. 4 соответствуют $g^* \approx 7$.

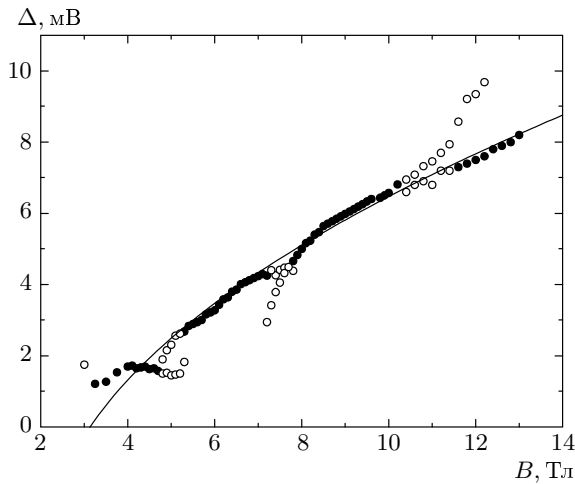


Рис. 5. Зависимость сдвига экспериментальных данных резонансного напряжения относительно данных, рассчитанных в модели со спиновым расщеплением уровней Ландау. Светлые кружки соответствуют значениям в переходных областях. Сплошная линия — результат подгонки единой зависимости (7) к значениям, обозначенным темными кружками

существует четкого теоретического понимания всех экспериментальных данных по усилению спинового расщепления уровней Ландау в ДЭС. В нашем случае наиболее удачной величиной фактора Ландэ является $g^* = 7.5$, что соответствует следующей зависимости:

$$\Delta_S(B) = 0,25\hbar\omega_c. \quad (6)$$

Выбор данной величины будет описан ниже. Полученные из выражений (4), (5) резонансные напряжения отложены на рис. 3 штриховыми отрезками.

Экспериментальные данные по-прежнему смещены в сторону больших напряжений относительно расчетных, но это смещение носит монотонную зависимость от магнитного поля. Как уже упоминалось выше, монотонный сдвиг резонансного пика может быть связан с образованием кулоновской псевдощели. На рис. 5 представлена зависимость разности $\Delta(B)$ экспериментальных данных и величин, рассчитанных из формулы (3) при $B \in (3 \text{ Тл}; 5.3 \text{ Тл})$, из формулы (4) при $B \in (5.5 \text{ Тл}; 6.5 \text{ Тл})$, из формулы (5) при $B \in (8 \text{ Тл}; 10 \text{ Тл})$. Из рисунка видно, что полученные значения могут быть описаны монотонной зависимостью, единым образом описывающей данные в магнитных полях, больших и меньших 11 Тл. Данная зависимость имеет вид

$$\Delta(B) = \sqrt{\alpha(B - B_0)} - \Delta_0, \quad (7)$$

где $\Delta_0 = 3.5 \text{ мэВ}$, $\alpha = 12.7 \text{ мэВ}^2/\text{Тл}$, $B_0 = 2.17 \text{ Тл}$, были определены в процессе подгонки к данным, представленным на рис. 5 темными символами. Данные, представленные светлыми кружками на рис. 5, попадают в области перехода пиннинга уровней Ландау, поэтому не описываются выражениями (3)–(5) и должны быть игнорированы в данной модели. Необходимо отметить, что выражение (6) оказалось удачным в том смысле, что зависимость $\Delta(B)$ оказалась монотонной функцией магнитного поля. При других значениях фактора Ландэ в зависимости $\Delta(B)$ появляется немонотонная модуляция. Кулоновская псевдощель вида (7) уже наблюдалась ранее при туннелировании между ДЭС и пустым двумерным состоянием в резонансно-туннельных диодах [6].

На рис. 3 отрезками непрерывной линии представлены расчетные значения, полученные из выражений (3)–(5) со сдвигом $\Delta(B)$. Как видно на рисунке, экспериментальные и расчетные данные совпадают во всем диапазоне магнитного поля за исключением $B \in (3 \text{ Тл}; 5.3 \text{ Тл})$, возможно, потому, что или выражение (7) неадекватно описывает зарождение псевдощели, или спиновое расщепление уровней Ландау должно быть включено в рассмотрение, т. е. выражение (3) не совсем точно.

Несмотря на удачное совпадение расчетных и экспериментальных данных, существуют некоторые до сих пор не ясные моменты. Во-первых, согласно теории [18], спиновое расщепление прямо пропорционально разности заселенности уровней Ландау электронами с разными спинами, что приводит к осциллирующей его зависимости от полного фактора заполнения уровней Ландау. Это означает, что вследствие разных концентраций ДЭС спиновое расщепление должно быть различным, и величина фактора Ландэ должна меняться различным образом во время пиннинга уровней Ландау. В защиту предложенной нами модели можно сказать лишь, что в нашем случае двумерные слои нельзя рассматривать в качестве независимых, поскольку расстояние между слоями 37 нм, а межэлектронные расстояния 18 нм и 14 нм, что означает один порядок величин для межслоевого и внутрислоевого кулоновского взаимодействия. В теории же рассмотрена только одна ДЭС.

Другое замечание касается подавления спинового расщепления при переходе пиннинга в магнитном поле $B \in (10.5 \text{ Тл}; 12 \text{ Тл})$. Согласно теории [18], спиновое расщепление пропорционально поляризации ДЭС. Поляризация же уменьшается с увеличением перекрытия расщепленных по спину уровней Ландау, которое определяется их уширением [19]. Уширение же уровней Ландау зависит от фактора за-

полнения и максимально при целочисленном заполнении уровней Ландау [16–20], т. е. в областях перехода пиннинга частично заполненных уровней Ландау. Таким образом, первой возможной причиной подавления спинового расщепления является уширение уровней Ландау. Существует и другая причина. Подавление спинового расщепления наблюдали в двойных ДЭС при суммарном факторе заполнения $\nu_1 + \nu_2 = 2$ [21]. Эффект объясняли с усилением экситонного связывания для электрона с перевернутым спином и дырки, возникающей из-за обменно-корреляционного кулоновского взаимодействия этого электрона с остальными электронами. Возможно также подавление из-за межслоевого антиферромагнитного упорядочения, возникающего в ДЭС [22].

Наконец, есть третье замечание. Удивительным является факт хорошего совпадения расчетных и экспериментальных значений, поскольку выражения (3)–(5) получены в предположении бесконечно узких уровней Ландау. В действительности уровни Ландау заметно уширены, о чем свидетельствует значительное уширение резонансного токового пика на ВАХ диодов (см. рис. 2). Во-первых, в работе [15] показано, при каких условиях можно говорить о пиннинге однородно уширенных уровней Ландау. В исследуемых образцах следует ожидать неоднородного уширения уровней Ландау, о чем свидетельствует обнаруженное сосуществование двух токовых пиков на ВАХ в магнитных полях, соответствующих переходу пиннинга (см. рис. 4). В этом случае локально уровни Ландау могут быть достаточно узкими и пиннинг уровней Ландау возникает локально. При переходе же пиннинга образец разделяется на области двух типов: области, в которых переход уже осуществился, и те, где еще нет. Во-вторых, расчетные значения, представленные на рис. 3 сплошными линиями, не являются полностью теоретическими. Они получены в результате частичной подгонки к модифицированным экспериментальным значениям (см. рис. 5). По-видимому, конечное уширение уровней Ландау должно влиять на подгоночные параметры Δ_0 , α , V_0 .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование процессов резонансного туннелирования между двумерными электронными системами с разными концентрациями электронов в квантующем магнитном поле. Обнаружено монотонное смещение резонансного пика на ВАХ туннельных диодов. В зависимости резонансного напряжения от магнитного поля существовали участки ли-

нейного роста и нелинейные области перехода между участками. В переходных областях наблюдалось сосуществование двух пиков, при этом амплитуда одного увеличивалась, а другого уменьшалась при изменении магнитного поля. Предложена модель, рассматривающая пиннинг частично заполненных уровней Ландау на линейных участках и переход пиннинга между верхними уровнями Ландау в переходных областях. При этом для удачного объяснения экспериментальных данных необходимо допустить возникновение одинакового спинового расщепления уровней Ландау в обеих ДЭС при факторах заполнения $\nu_1 \in (1; 2)$ и $\nu_2 \in (1.7; 3.2)$ и отсутствие этого расщепления при $\nu_1 \in (0.6; 1)$ и $\nu_2 \in (1; 1.7)$. Величина фактора Ландэ составила $g^* = 7.5$. Помимо спинового расщепления уровней Ландау необходимо учесть формирование кулоновской псевдощели, которая была обнаружена ранее в этих структурах в сильном, ультраквантовом магнитном поле.

Предложенная модель ранее теоретически не исследовалась и имеет расхождения с теоретическими результатами, полученными при исследовании одиночных ДЭС. Поэтому необходимы дальнейшие исследования как теоретические, так и экспериментальные. Во-первых, остается не исследованным вопрос о спиновом расщеплении в двойных ДЭС с разными концентрациями. Во-вторых, не исследована зависимость уширения уровней Ландау от фактора их заполнения в ДЭС, находящейся в термодинамическом равновесии с трехмерным резервуаром. В-третьих, необходимы дальнейшие экспериментальные исследования температурных зависимостей туннельных спектров и исследования в косых магнитных полях, что позволит прояснить роль эффектов спинового расщепления уровней Ландау и псевдощели.

Авторы признательны Т. Г. Андерссон, С. Ванг за гетероструктуры, Е. Е. Вдовину, Ю. Н. Ханину за помощь при подготовке образцов и обсуждение результатов, Д. К. Мауд за помощь в эксперименте, Е. Сухарукову и И. Ларкину за обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16869), INTAS (грант № YSE05-109-4786), Фонда содействия отечественной науке и в рамках программы РАН «Квантовая макрофизика».

ПРИЛОЖЕНИЕ

Если все приложенное напряжение падает на барьерном слое, то $eV_b = \mu_{F2} - \mu_{F1}$, где μ_{F2} и

μ_{F1} — уровни Ферми в эмиттерной и коллекторной ДЭС, которые в свою очередь зависят от концентраций ДЭС n_1 , n_2 и энергий размерного квантования E_{01} и E_{02} : $\mu_{F1,2} = E_{01,2} + n_{1,2}/G$, где G — двумерная плотность состояний. Легко видеть, что $eV_b = -\Delta E_0(V_b) + \Delta E_0 + 2\delta n(V_b)/G$, где $\Delta E_0(V_b) = E_{01}(V_b) - E_{02}(V_b)$; $\Delta E_0 = \Delta E_0(0)$; $n_{1,2}(V_b) = n_{1,2}(0) \pm \delta n(V_b)$ и $\delta n(V_b) = CV_b/e$, C — удельная емкость барьерного слоя. Таким образом, получаем $E_0(V_b) = E_0 - eV_b(1 - C/(Ge^2))$. Поскольку при нулевом напряжении химические потенциалы ДЭС равны, имеем $\Delta E_0 = E_{F2} - E_{F1}$. В резонансных условиях $\Delta E_0(V_b) = 0$, тогда $E_{F2} - E_{F1} = eV_b(1 - C/(Ge^2))$. В исследуемых образцах толщина барьерного слоя достаточна велика, благодаря чему $Ge^2/C \approx 40$, поэтому можно считать, что $E_{F2} - E_{F1} = eV_b$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. О. Кейн, *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста, Мир, Москва (1973), с. 9.
2. W. Demmerle, J. Smoliner, G. Berthold et al., Phys. Rev. B **44**, 3090 (1991).
3. H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge University Press, Cambridge (UK) (1995), p. 52.
4. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **69**, 3804 (1992).
5. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield et al., Phys. Rev. B **54**, 10614 (1996).
6. J. G. S. Lok, A. K. Geim, J. C. Maan et al., Phys. Rev. B **56**, 1053 (1997).
7. E. H. Linfield, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie et al., Semicond. Sci. Technol. **9**, 415 (1993).
8. G. A. Baraff and D. C. Tsui, Phys. Rev. B **24**, 2274 (1981).
9. A. Raymond and H. Sibari, Phys. Stat. Sol. **183**, 159 (1994).
10. E. Böckenhoff, K. v. Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. B **38**, 10120 (1988).
11. K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs et al., Phys. Rev. B **56**, 1447 (1997).
12. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin et al., Письма в ЖЭТФ **69**, 236 (1999).
13. В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, Ю. Н. Ханин и др., ФТП **32**, 602 (1998).
14. В. Г. Попов, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ИПТМ РАН, Черноголовка (2001).
15. V. G. Popov, E-print archives: cond-mat/0506753.
16. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris et al., Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990).
17. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).
18. T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Jpn. **35**, 1456 (1973).
19. M. M. Fogler and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **52**, 17366 (1995).
20. Th. Englert, J. C. Maan, Ch. Uihlein et al., Sol. St. Comm. **46**, 545 (1983).
21. V. Pellegrini, A. Pinczuk, B. S. Dennis et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 310 (1997).
22. L. Zheng, R. J. Radtke, and S. DasSarma, Phys. Rev. Lett. **78**, 2453 (1997).