

# Резонансное $\Gamma$ — $X$ -туннелирование в однобарьерных гетероструктурах GaAs/AlAs/GaAs

© Ю.Н. Ханин<sup>¶</sup>, Е.Е. Вдовин, Ю.В. Дубровский

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

(Получена 16 июня 2003 г. Принята к печати 30 июня 2003 г.)

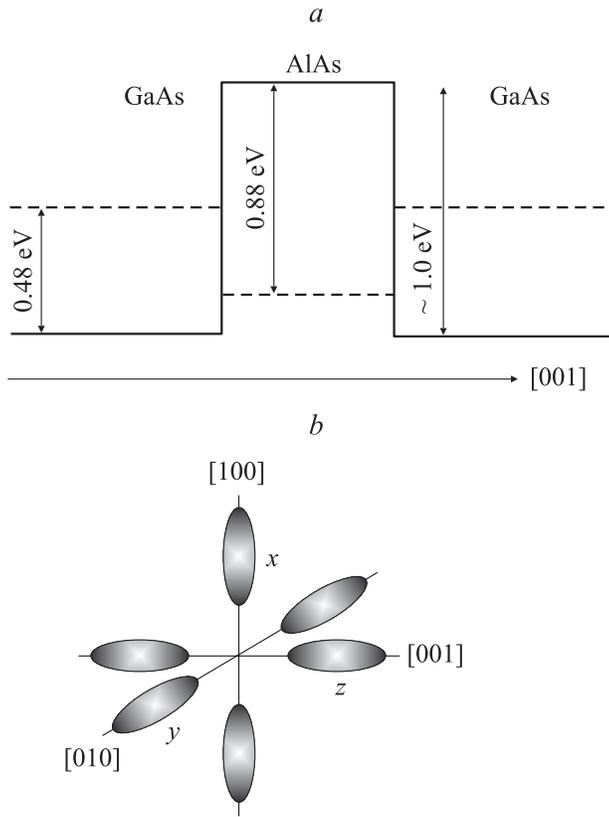
Статья посвящена изучению транспорта электронов через однобарьерные гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs, обусловленного процессами резонансного туннелирования между двумерными состояниями, принадлежащими долине  $\Gamma$  зоны проводимости GaAs, и различными двумерными или нуль-мерными донорными состояниями, принадлежащими нижним долинам  $X$  зоны проводимости AlAs. Было обнаружено резонансное туннелирование электронов как через различные двумерные состояния, относящиеся к долинам  $X_z$  и  $X_{xy}$  в AlAs (состояния  $X_z$  и  $X_{xy}$ ), так и через связанные с ними состояния доноров Si  $X_z^D$  и  $X_{xy}^D$ . Это позволило непосредственно из результатов идентификации резонансных особенностей транспортных характеристик определить энергии связи этих донорных состояний  $E_B(X_z^D) \approx 50$  мэВ и  $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$  мэВ соответственно. Анализ структуры экспериментальных резонансов, соответствующих туннелированию в магнитном поле между  $\Gamma$ - и  $X$ -уровнями Ландау, позволил нам определить значение поперечной эффективной массы в  $X$ -долинах AlAs  $m_t = (0.2 \pm 0.02)m_0$ . Обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях барьера AlAs (в направлении роста) и обладающих, вследствие этого, различными энергиями связи.

## 1. Введение

Экспериментальное обнаружение существенного влияния квантовых состояний, принадлежащих долинам  $X$  зоны проводимости AlAs, на электрические свойства гетероструктур GaAs/AlAs [1] стимулировало интенсивные туннельно-транспортные [2–5] и оптические [6,7] исследования как спектров квантовых состояний, так и механизмов туннельных переходов между электронными состояниями, порожденными долинами зоны проводимости, расположенными в различных точках симметрии зоны Бриллюэна и характеризующимися различными значениями эффективной массы (механизмов туннельных междолинных переходов  $\Gamma$ — $X$ ). Зависимость свойств гетероструктур GaAs/AlAs от  $X$ -состояний AlAs связана со следующим сочетанием особенностей зонной структуры составляющих их материалов. AlAs является непрямозонным полупроводником с дном зоны проводимости вблизи точки  $X$  зоны Бриллюэна, тогда как GaAs — полупроводник прямозонный с дном зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна, в точке  $\Gamma$  [6]. Поэтому, как видно из рис. 1, *a*, профиль  $X$  минимума зоны проводимости вдоль гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs образует квантовую яму для электронов в слое AlAs. При этом различие энергий минимумов долин  $\Gamma$  (GaAs) и  $X$  (AlAs) составляет всего лишь  $\sim 0.12$  эВ [3]. Резонансное туннелирование электронов из состояний  $\Gamma$  в GaAs через состояния  $X$  квантовой ямы в слое AlAs и ведет, как показано в работах [1–3], к модификации транспортных характеристик гетероструктур. Кроме того, было продемонстрировано, что анизотропия эффективной массы в долинах  $X$  (см. рис. 1, *b*) приводит к формирова-

нию в условиях тонкого слоя AlAs (квантовой ямы) двух различных типов квазиограниченных состояний (различных лестниц двумерных подзон), образованных долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$ , характеризующимися различными значениями эффективной массы в направлении квантования  $z$  [2,3,6]. Энергия размерного квантования соответствующих двумерных состояний  $X_z$  и  $X_{xy}$  (энергии минимумов подзон  $X_z$  и  $X_{xy}$ ) определяется значениями продольной  $m_l \approx 1.1m_0$  и поперечной  $m_t \approx 0.19m_0$  эффективной массы в  $X$ -долинах AlAs соответственно и в силу этого значительно различаются. Этот эффект часто называют расщеплением  $X$ -долин (более точно,  $X$ -подзон), или понижением кратности долинного вырождения в условиях квантования. Вдобавок был обнаружен еще один фактор, влияющий на взаимное энергетическое расположение подзон  $X_z$  и  $X_{xy}$ , — наличие двухосного механического напряжения в слое AlAs из-за несовпадения постоянных решетки GaAs и AlAs на величину 0.12%, приводящее к уменьшению энергии подзон  $X_{xy}$  относительно подзон  $X_z$  (см. [6] и цитированную там литературу). Однако, несмотря на значительное количество разнообразных исследований гетероструктур GaAs/AlAs, в которых были обнаружены проявления квазиограниченных состояний  $X_z$  и  $X_{xy}$  и предприняты попытки по выявлению факторов, влияющих на их взаимное положение, на настоящий момент существуют значительные разногласия по вопросу о природе основного состояния ( $X_z$  или  $X_{xy}$ ) в квантовой  $X$ -яме определенной ширины [2–6,8–10]. При этом указывается на определяющую роль природы основного состояния в формировании оптических и электрических свойств гетероструктур GaAs/AlAs. Отмеченные выше разногласия в большой степени обусловлены существенной неопределенностью таких параметров зонной структуры,

<sup>¶</sup> E-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru



**Рис. 1.** *a* — энергетическая диаграмма минимумов  $\Gamma$  и  $X$  зоны проводимости вдоль гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs; *b* — схематическое изображение изоэнергетических поверхностей, соответствующих шести эквивалентным  $X$ -долинам AlAs, в  $k$ -пространстве.

как главные значения эффективной массы  $m_l$  и  $m_t$  в  $X$ -долинах AlAs, величина энергетического зазора между минимумами  $\Gamma$  (GaAs) и  $X$  (AlAs) зоны проводимости и величина расщепления долин  $X_z$  и  $X_{xy}$  из-за двухосного напряжения (см. [11–14] и цитированные выше работы). Используемые нами выше значения указанных параметров являются лишь одним из возможных наборов, полученных экспериментально.

Оптические исследования толстых (1–7 мкм) эпитаксиальных слоев AlAs, легированных кремнием — наиболее популярной донорной примесью в гетероструктурах GaAs/AlAs, — показали, что доноры Si в этом полупроводниковом материале связаны с долинами  $X$ . Состояния Si хорошо описываются водородоподобной моделью в рамках метода эффективной массы, пренебрегающего долинным и спин-орбитальным взаимодействиями (моделью независимых  $X$ -долин), традиционно используемой для описания донорных примесей замещения на местах атомов III группы, связанных с  $X$ -долинами [7]. Иначе говоря, доноры Si в AlAs создают однотипные водородоподобные состояния, связанные с независимыми (невзаимодействующими)  $X$ -долинами, в результате чего основное состояние Si является трехкратно вырожден-

ным в отсутствие дополнительных факторов, понижающих кратность вырождения (таких как, например, механические напряжения решетки), и расщепляется вместе с  $X$ -долинами в противном случае. Подтверждением тому, в частности, было наблюдение расщеплений основного донорного состояния Si на состояния, связанные с долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$ , соответствующих относительным изменениям энергий минимумов долин  $X_z$  и  $X_{xy}$  в напряженных слоях AlAs, выращенных на подложках GaAs и приклеенных к подложкам Si, вследствие несовпадения постоянных решетки ( $a_{\text{GaAs}} < a_{\text{AlAs}} < a_{\text{Si}}$ ), и отсутствие расщепления этих состояний в отделенном от подложки ненапряженном слое AlAs.

В теоретической работе [15] рассматривались водородоподобные доноры, состояния которых в AlAs (аналогично состояниям Si) могут считаться связанными с независимыми  $X$ -долинами, в тонком слое AlAs, ограниченном слоями GaAs, т.е. в квантовой  $X$ -яме. В этом случае долины  $X_z$  и  $X_{xy}$  неэквивалентны из-за размерного квантования и двухосного напряжения в слое AlAs, что в свою очередь обуславливает соответствующее различие энергий состояний доноров, связанных с этими долинами. Были рассчитаны энергии связи „основных“ состояний водородоподобных доноров, связанных с долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$  (с нижними подзонами  $X_z$  и  $X_{xy}$ ) в зависимости от ширины квантовой ямы и положения донора в ней. При расчете энергии связи принимались во внимание анизотропия эффективной массы и влияние потенциала квантовой ямы. Влиянием двухосного напряжения в слое AlAs на энергии связи пренебрегалось. Слово „основных“ выделено кавычками по той причине, что рассматривавшиеся состояния доноров являются основными только по отношению к тем  $X$ -долинам, с которыми они связаны ( $X_z$  или  $X_{xy}$ ). Их взаимное энергетическое положение будет определяться значениями энергий связи и энергий минимумов подзон  $X_z$  и  $X_{xy}$  для данной ширины ямы и положением донорного атома в яме. Результаты произведенных расчетов показали большие абсолютные значения ( $\sim 50$  мэВ) и существенное различие ( $\sim 20$  мэВ) энергий связи основных состояний водородоподобных доноров, расположенных в центре  $X$ -ямы и связанных с долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$ . Это благоприятствует возможности экспериментального обнаружения и идентификации состояний, связанных с долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$ , для таких технологически важных доноров, как Si в тонких слоях AlAs с помощью резонансно-туннельной спектроскопии. Кроме того, было продемонстрировано существенное изменение абсолютных значений энергий связи при изменении положения донора в яме (например, энергия связи основного состояния, относящегося к долинам  $X_{xy}$ , изменялась на величину  $\sim 25$  мэВ при перемещении атома донора на край ямы шириной 10 нм).

Экспериментальные исследования структуры донорных уровней в тонких слоях AlAs находятся в начальной стадии. Оптические исследования гетероструктур GaAs/AlAs с легированными кремнием слоями AlAs обнаружили проявление единичного нерасщепленного

донорного уровня, связанного с  $X$ -долинами AlAs [16]. Для описания энергии этого уровня потребовалось привлечение аномальных значений продольной и поперечной эффективных масс в  $X$ -долинах ( $m_l \approx 2.62m_0$ ,  $m_t \approx 0.44m_0$ ) [15]. Резонансно-туннельная спектроскопия дает возможность непосредственного определения энергий связи донорных состояний при условии наблюдения резонансов, соответствующих двумерным подзонам в квантовой яме и состояниям доноров, связанным с этими подзонами. Это было продемонстрировано туннельными экспериментами по определению энергий связи доноров в традиционных квантовых  $\Gamma$ -ямах структур AlAs/GaAs/AlAs [17–19]. Однако в единственной на данный момент работе, где изучалось туннелирование через барьерный слой AlAs, легированный Si, был зарегистрирован лишь один туннельный резонанс, относившийся авторами к донорному состоянию Si, связанному с  $X$ -долинами вообще (в пренебрежении представлениями о расщеплении долин  $X_z$  и  $X_{xy}$  и различии энергий связи относящихся к ним донорных состояний) [20]. Таким образом, проявлений различных донорных состояний Si, связанных с долинами  $X_z$  и  $X_{xy}$ , в тонких слоях AlAs до настоящего времени экспериментально обнаружено не было.

В данной работе будут изложены следующие результаты наших исследований транспорта электронов через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs-гетероструктуры, обусловленного резонансно-туннельными переходами между  $\Gamma$ -состояниями в GaAs и  $X$ -состояниями в барьере AlAs.

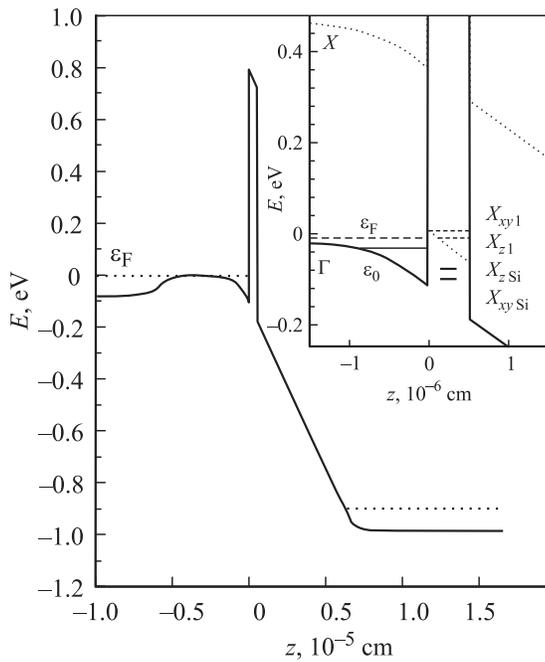
1. Обнаружено резонансное туннелирование электронов как через состояния  $X_z$  и  $X_{xy}$ , так и через состояния  $X_z^D$  и  $X_{xy}^D$ , что позволило непосредственно из результатов идентификации резонансных особенностей транспортных характеристик определить энергии связи состояний  $X_z^D$  и  $X_{xy}^D$  для доноров, находящихся в центре барьера AlAs:  $E_B(X_z^D) \approx 50$  мэВ и  $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$  мэВ. На основании идентификации экспериментальных резонансов с использованием самосогласованных вычислений профилей потенциалов вдоль гетероструктуры также показано, что энергетическое положение состояний  $X_z^D$  и  $X_{xy}^D$  определяется преимущественно двумя факторами. Во-первых, пространственным ограничением в слое AlAs. Ширина квантовой  $X$ -ямы влияет как на энергии состояний  $X_z$  и  $X_{xy}$  (энергии минимумов подзон  $X_z$  и  $X_{xy}$ ) (см. работу [6]), так и на величины энергий связи донорных состояний  $X_z^D$  и  $X_{xy}^D$  [15]. Во-вторых, двухосным напряжением в слое AlAs вследствие несовпадения постоянных решетки AlAs и GaAs, вызывающим расщепление долин  $X_z$  и  $X_{xy}$ , о котором также сообщалось в работе [6]. Полученная нами из процедуры идентификации величина такого расщепления составила  $\sim 23$  мэВ и совпадает с полученной в [6]. Кроме того, при идентификации нами использовалось значение разницы энергий минимумов  $\Gamma$  (GaAs) и  $X$  (AlAs)  $\Delta_{\Gamma-X} = 120$  мэВ, соответствующее среднему из представленных в работе [3].

2. В магнитном поле, параллельном току,  $B \parallel I$ , обнаружены особенности транспортных характеристик, обусловленные резонансным туннелированием электронов между состояниями  $\Gamma$ - и  $X$ -уровней Ландау, формирующихся в присутствии магнитного поля в околорезонансном аккумуляционном слое GaAs и в барьере AlAs соответственно. Анализ структуры экспериментальных резонансов, соответствующих такому туннелированию, позволил нам определить значение поперечной эффективной массы ( $m_t$ ) в  $X$ -долинах AlAs и подтвердил результат идентификации основного низкоэнергетического резонанса на транспортных характеристиках при  $B = 0$ . Определенное нами значение  $m_t = (0.2 \pm 0.02)m_0$  близко к использовавшемуся обычно раньше значению  $0.19m_0$ , однако отличается от применявшихся при интерпретации экспериментальных данных в большинстве цитируемых выше работ.

3. Обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях „барьера“ AlAs (в направлении роста) и обладающих, вследствие этого, различными энергиями связи. Изучение поведения тонкой структуры с изменением магнитного поля продемонстрировало, что энергия связи и соответственно характерные размеры волновой функции донорных состояний  $X^D$  обладают существенными зависимостями как от магнитного поля, так и от положения атома донора в „барьере“ AlAs в соответствии с теоретическими прогнозами [15,21]. Характер последней из этих зависимостей и позволил нам экспериментально разрешить резонансные особенности, обусловленные туннельными переходами электронов через состояния доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs. Продемонстрирована, таким образом, возможность определения различия энергий связи доноров, расположенных в соседних атомных слоях барьера AlAs, с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

## 2. Резонансное туннелирование электронов через пространственно ограниченные и донорные $X$ -состояния в барьере AlAs и определение энергий связи донорных состояний, относящихся к долинам $X_z$ и $X_{xy}$

Исследовавшиеся нами образцы представляли собой однобарьерные гетеродиоды, изготовленные на основе симметричных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs со спейсерами. Эти образцы спроектированы таким образом, что при приложении внешнего напряжения  $V_b$  двумерный аккумуляционный слой электронов формируется возле барьера AlAs (см. рис. 2). Вследствие этого про-



**Рис. 2.** Профиль потенциала минимума  $\Gamma$  зоны Бриллюэна вдоль однобарьерной структуры GaAs/AlAs/GaAs при напряжении  $V = 900$  мВ. На вставке — профили минимумов  $\Gamma$  и  $X$  вблизи слоя AlAs.

цессы резонансного  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования происходят между двумерными электронными  $\Gamma$ -состояниями аккумуляционного слоя и двумерными или нуль-мерными донорными  $X$ -состояниями в барьере AlAs.

Увеличение  $V_b$  приводит к уменьшению энергии  $X$ -состояний по отношению к  $\Gamma$ -состояниям эмиттера. Поскольку процессы  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования происходят преимущественно без сохранения поперечного транспортному направлению волнового вектора  $k_{xy}$  [22], открывание нового канала  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования с ростом  $V_b$  будет происходить каждый раз, когда энергия дна очередной подзоны или донорного состояния  $X^D$  совпадет с энергией Ферми в эмиттерном аккумуляционном слое. Открывание нового канала резонансного туннелирования через  $X$ -состояния приведет к резкому росту тока.

Гетероструктуры, использовавшиеся для изготовления экспериментальных образцов, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированной  $N^+$ -GaAs-подложке с ориентацией (100) при температуре подложки  $570^\circ\text{C}$ . Они имели следующую последовательность слоев:

$N^+$ -GaAs с концентрацией электронов  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщиной 400 нм;

$N^-$ -GaAs —  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 50 нм;

нелегированный GaAs — 10 нм;

нелегированный AlAs — 5 нм;

нелегированный GaAs — 10 нм;

$N^-$ -GaAs —  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 50 нм;

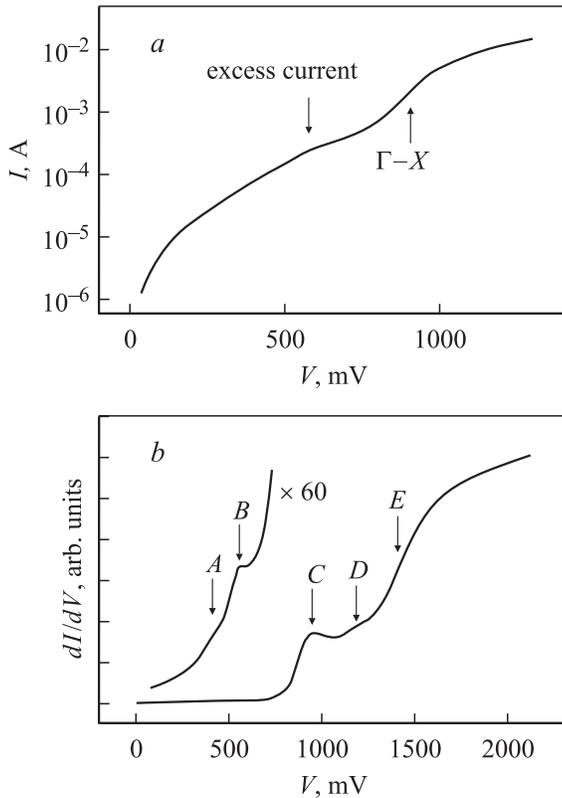
$N^+$ -GaAs —  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 400 нм.

Следует отметить, что, хотя барьерный слой AlAs и не легировался преднамеренно, в нем присутствовало значительное количество донорных примесей Si вследствие диффузии примесей из сильно легированного  $N^+$ -слоя в процессе роста и остаточной концентрации Si в ростовой камере. Наличие значительного количества донорных примесей в AlAs-барьере было подтверждено нами на основании анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза в параллельном току магнитном поле  $B \parallel I$  [23,24]. Рассчитанный профиль минимума  $\Gamma$  зоны проводимости экспериментальной структуры при  $V_b = 900$  мВ представлен на рис. 2. На вставке показаны профили минимумов  $\Gamma$  и  $X$  вблизи слоя AlAs.

Были произведены измерения вольт-амперных характеристик, а также зависимостей  $dI/dV = f(V)$ ,  $d^2I/dV^2 = f(V)$  в интервале значений магнитного поля от 0 до 14 Тл при температурах 0.4–30 К. Измерения зависимостей  $dI/dV = f(V)$ ,  $d^2I/dV^2 = f(V)$  производились с использованием стандартной модуляционной методики.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) экспериментального образца, измеренная при температуре 4.2 К в отсутствие магнитного поля, представлена на рис. 3, а. Как видно из рисунка, при напряжении около 900 мВ происходит резкое возрастание тока, вызванное, как будет показано в дальнейшем, включением канала резонансного туннелирования через состояния нижней подзоны  $X_{z1}$  в барьере AlAs. Наблюдавшийся нами масштаб измерения плотности тока от 10 до 100 А/см<sup>2</sup>, соответствующий открыванию канала  $\Gamma$ - $X_{z1}$ -туннелирования, совпадает с плотностями тока, сообщавшимися ранее в работах [20,25], где исследовались подобные структуры с барьером AlAs толщиной 5 нм. Кроме того, вид ВАХ в области открывания канала  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования, представленных в работах [20,22,25], аналогичен наблюдавшимся нами. Отклонения от монотонности ВАХ при напряжениях ниже порога  $\Gamma$ - $X_{z1}$ -туннелирования, обозначены на рис. 3, а как „избыточный ток“, на характеристике  $dI/dV = f(V)$  проявляются в виде двух резонансных особенностей (см. рис. 3, b). Одна подобная особенность транспортных характеристик однобарьерных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs, в которых узкая область вблизи середины барьерного слоя AlAs была преднамеренно легирована Si, наблюдалась в работе [20]. Она была объяснена как проявление резонансного туннелирования через однотипные донорные состояния  $X^D$  в барьере, относящиеся к долинам  $X$  вообще, вне представлений о сложной структуре  $X$ -состояний в тонком слое AlAs.

На рис. 3, b представлена характеристика  $dI/dV = f(V)$ , измеренная при температуре 4.2 К. Три явные ступенчатые особенности  $dI/dV = f(V)$ , обозначенные буквами C, D и E, являются следствием последовательного открывания новых каналов резонансного  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования. Особенности C и E мы связываем с порогами для упругих туннельных переходов через

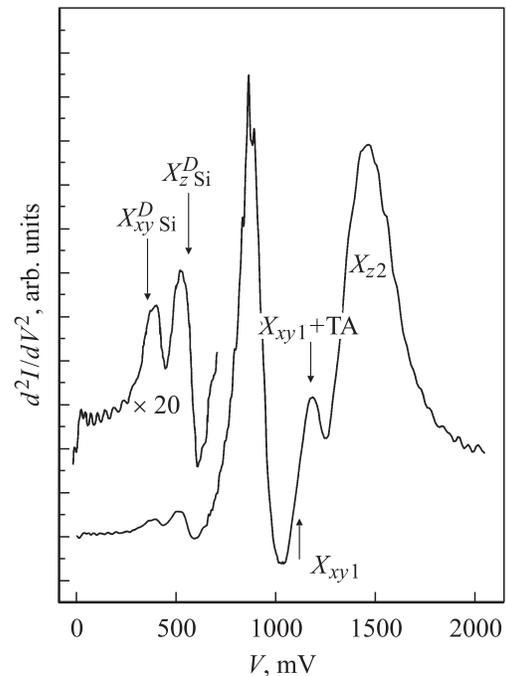


**Рис. 3.** *a* — вольт-амперная характеристика экспериментального образца при  $T = 4.2\text{ K}$ ; *b* — характеристика  $d^2I/dV = f(V)$ .

состояния  $X_{z1}$  и  $X_{z2}$ , тогда как особенность *D* соответствует порогу для неупругих переходов через состояния  $X_{xy1}$  с участием (испусканием)  $X$ -долинных поперечных акустических (ТА) фононов в AlAs. Две слабые особенности *A* и *B* при напряжениях ниже порога туннелирования через состояния  $X_{z1}$  более явно различимы на рис. 4, представляющем зависимость  $d^2I/dV^2 = f(V)$ . Мы связываем особенности *A* и *B* с порогом резонансного туннелирования через донорные состояния кремния  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$ .

Идентификация особенностей экспериментальных транспортных характеристик производилась с использованием самосогласованных расчетов профилей потенциалов минимумов зоны проводимости и уровней энергии электронных состояний, на основании которых затем определялось напряжение  $V_b$ , требуемое для протекания любого из упоминавшихся выше процессов  $\Gamma$ - $X$ -туннелирования. При этом для коррекции самосогласованных расчетов использовались экспериментальные зависимости концентрации электронов в аккумуляционном слое и напряженности электрического поля в барьерной области от напряжения, полученные из анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза, изучавшихся нами детально в работе [23]. Анизотропия эффективной массы в  $X$ -долинах AlAs и расщепление долин  $X_{xy}$  и  $X_z$  вследствие двухосного напряжения слоя AlAs учитывались в вы-

числениях. В результате энергии состояний  $X_{xy}$  и  $X_z$  (энергии минимумов подзон  $X_{xy}$  и  $X_z$ ) были рассчитаны как функции приложенного напряжения. Туннельные переходы с участием фононов включались в моделирование путем прибавления к энергии рассматриваемого  $X$ -состояния энергии фонона  $\hbar\omega_{ph}$ . Затем определялись пороговые напряжения, отвечающие открыванию различных каналов резонансного туннелирования. Пороговые напряжения для резонансного туннелирования через донорные состояния кремния  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$  были вычислены с использованием результатов работы [15]. В ней энергии связи водородоподобных доноров, относящихся к долинам  $X_{xy}$  и  $X_z$ , рассчитывались с учетом анизотропии эффективной массы и пространственного ограничения в слое AlAs (влияния стенок квантовой ямы). Энергии связи водородоподобных доноров, относящихся к долинам  $X_{xy}$  и  $X_z$  и расположенных в центре барьера AlAs толщиной 5 нм, как следует из [15], должны составлять 68 и 51 мэВ соответственно. Стрелками на рис. 4 показаны вычисленные значения пороговых напряжений, при которых энергии  $X$ -состояний в барьере совпадают с энергией Ферми в эмиттерном аккумуляционном слое. Как видно из рис. 4, положения максимумов зависимости  $d^2I/dV^2 = f(V)$  достаточно хорошо совпадают с рассчитанными значениями пороговых напряжений. При этом следует отметить, что положения максимумов зависимости  $d^2I/dV^2 = f(V)$  с хорошей точностью соответствуют условиям порогов резонансного туннелирования без сохранения поперечного транспортному направлению



**Рис. 4.** Зависимость  $d^2I/dV^2 = f(V)$  для экспериментального образца при  $T = 4.2\text{ K}$ . Стрелками показаны расчетные значения напряжений, при которых энергия Ферми в аккумуляционном слое совпадает с энергиями донорных или пространственно ограниченных  $X$ -состояний в слое AlAs.

волнового вектора  $k_{xy}$  (см., например, работу [26]). В вычислениях для получения наилучшего совпадения расчетов с экспериментом, мы использовали следующие значения продольной и поперечной массы в  $X$ -долинах AlAs:  $m_l = 1.1m_0$  и  $m_t = 0.19m_0$ , употребляемые наиболее широко. Разница энергий минимумов  $\Gamma$  (GaAs) и  $X$  (AlAs) полагалась равной 120 мэВ, совпадающей со средней из величин, полученных в работе [3]. Величина расщепления долин  $X_{xy}$  и  $X_z$  из-за двухосного напряжения слоя AlAs полагалась равной 23 мэВ в соответствии с данными [6].

Как видно из рис. 4, особенности, соответствующей упругому туннелированию через состояния  $X_{xy1}$ , нами обнаружено не было. Однако наблюдалась особенность, обусловленная туннелированием через состояния  $X_{xy1}$  с испусканием  $X$ -долинных ТА фононов в AlAs ( $\hbar\omega_{TA} = 12$  мэВ). Подобное представленному на рис. 4 соотношению амплитуд особенностей, отвечающих туннельным переходам  $\Gamma$ - $X_z$ ,  $\Gamma$ - $X_{xy}$  и  $\Gamma$ - $(X_{xy} + TA)$ , наблюдалось и ранее в работах [3,22] и было объяснено аналогичным соотношением соответствующих темпов туннельных переходов  $P_{\Gamma-X_z} \gg P_{\Gamma-(X_{xy}+TA)} \gg P_{\Gamma-X_{xy}}$ . Такое соотношение величин темпов переходов подтверждено также результатами исследований спектров фотолуминесценции гетероструктур GaAs/AlAs, проведенных в рамках работ [3,6]. Малая вероятность упругих переходов в состояния боковых долин  $X_{xy}$  обусловлена тем, что для осуществления таких переходов требуется значительное изменение поперечного волнового вектора  $k_{xy}$  на величину, сопоставимую со значением волнового вектора на краю зоны Бриллюэна, т.е. на  $q \approx 2\pi/a$ , где  $a$  — постоянная решетки.

Как уже отмечалось выше, наиболее вероятными причинами наличия донорных примесей Si в барьере являются их диффузия из сильно легированных областей в процессе роста гетероструктур и остаточная (фоновая) концентрация Si в ростовой камере. Вследствие этого доноры Si окажутся достаточно равномерно распределены в слое AlAs и, поскольку энергия связи доноров зависит от их положения в слое [15], резонансное туннелирование через состояния доноров, расположенных в различных позициях, будет происходить при различных значениях приложенного напряжения. Это могло бы привести к значительному уширению экспериментальных донорных резонансов. Однако, поскольку резонансное туннелирование через состояния доноров, расположенных вблизи середины слоя AlAs, обладает наибольшей вероятностью и вносит преимущественный вклад в суммарный ток [27], а энергии связи таких примесных состояний максимальны [15], туннельные переходы через „серединные“ (центральные) донорные состояния определяют достаточно резкие (в смысле величины изменения тока на единицу измерения напряжения) пороги для туннелирования через различные типы донорных состояний ( $X_{xy}^D$  или  $X_z^D$ ) в слое AlAs в целом и с хорошей точностью соответствуют максимумам зависимости  $d^2I/dV^2 = f(V)$ . Сказанное выше

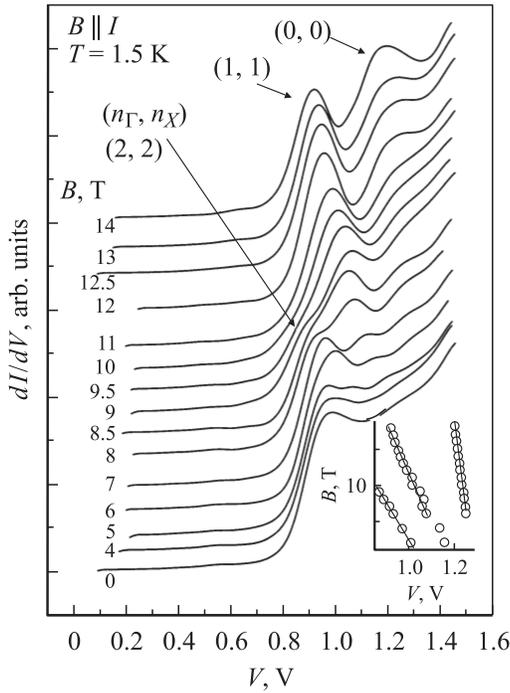
позволило нам непосредственно на основании идентификации резонансных особенностей экспериментальной характеристики  $d^2I/dV^2 = f(V)$  определить энергии связи центральных состояний  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$  как  $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$  мэВ и  $E_B(X_z^D) \approx 50$  мэВ соответственно, которые находятся в хорошем согласии с результатами теоретической работы [15].

Дополнительные исследования туннелирования  $\Gamma$ - $X$  в магнитном поле, параллельном транспортному направлению,  $B \parallel I$  ( $B \parallel z$ ), позволили нам подтвердить результат идентификации особенности  $C$  на характеристике  $dI/dV = f(V)$  при  $B = 0$  как порога для резонансных переходов  $\Gamma$ - $X_{z1}$  и определить значение поперечной эффективной массы  $m_t$  в  $X$ -долинах AlAs. Приложение магнитного поля  $B \parallel I$  приводит к квантованию движения электронов в плоскости  $xy$ , проявляющемуся как формирование уровней Ландау с энергиями  $(n_{\Gamma,X} + 1/2)\hbar\omega_c$ , где  $n_{\Gamma,X} = 0, 1, 2$  — номера уровней Ландау в подзонах  $\Gamma$  и  $X$  соответственно,  $\omega_c = eB/m_{\Gamma,X}^*$  — циклотронная частота, а  $m_{\Gamma,X}^*$  в последнем выражении — циклотронная масса. В работе [2] исследовалось магнитотуннелирование в подобных нашим гетероструктурах GaAs/AlAs/GaAs. Резонансные переходы электронов между состояниями различных  $\Gamma$ -уровней Ландау в аккумуляционном слое и  $X$ -уровней Ландау в барьере AlAs наблюдались как пики на экспериментальных зависимостях  $d^2I/dV^2 = f(V)$  при напряжениях, соответствующих совпадению их энергий с

$$eB = \alpha \left\{ \Delta E_{\Gamma-X} + \hbar e B \left[ (n_X + 1/2)/m_X^* - (n_\Gamma + 1/2)/m_\Gamma^* \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\Delta E_{\Gamma-X}$  — разность энергий минимумов подзон  $\Gamma$  и  $X$ ,  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности между приложенным напряжением и относительным изменением энергий состояний  $\Gamma$  и  $X$ .

Идентификация резонансных особенностей на характеристиках  $dI/dV = f(V)$  (рис. 5) производилась на основе подхода, предложенного в работе [2], с использованием зависимостей концентрации электронов в аккумуляционном слое и напряженности электрического поля в барьерном слое AlAs (и эмиттерном околобарьерном слое GaAs), полученных ранее из анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза [23] и (или) упомянутых выше самосогласованных вычислений. Знание указанных зависимостей позволяло определить число уровней Ландау под уровнем Ферми в аккумуляционном слое для произвольных значений напряжения  $V$  и магнитного поля  $B$ , а также предполагаемые значения  $V$  и  $B$ , при которых должны наблюдаться резонансные особенности, соответствующие переходам между  $\Gamma$ - и  $X$ -уровнями Ландау. Процедура идентификации существенно упрощалась тем фактом, что при  $V < 1.4$  В и  $B > 9$  Тл, когда наблюдаются самые яркие особенности на экспериментальных характеристиках  $dI/dV = f(V)$ ,



**Рис. 5.** Экспериментальные зависимости  $dI/dV = f(V)$  при  $T = 1.5$  К в интервале магнитных полей  $B \parallel I$  от 0 до 14 Тл. На вставке — положения пиков проводимости при различных значениях  $B$ .

под уровнем Ферми аккумуляционного слоя находятся лишь два уровня Ландау с номерами  $n_\Gamma = 0, 1$ . Кроме того, изначально предполагалось, что наблюдаемая структура резонансных особенностей обусловлена переходами через состояния  $X_{z1}$ -уровней Ландау, поскольку, как продемонстрировано в [2], проявление переходов  $\Gamma-X_{xy}$  между уровнями Ландау на транспортных характеристиках осложняется менее явной („замытой“ из-за уширения уровней) структурой  $X_{xy}$ -уровней Ландау вследствие того, что величина циклотронной массы, соответствующей  $X_{xy}$ -уровням Ландау, значительно превосходит величину циклотронной массы для  $X_z$ -уровней Ландау. В результате было определено, что наиболее яркие особенности на зависимости  $dI/dV = f(V)$  при  $B > 5$  Тл, обозначенные на рис. 5 стрелками, соответствуют переходам между  $\Gamma$ - и  $X_{z1}$ -состояниями уровней Ландау со следующими наборами индексов  $(n_\Gamma, n_X)$ : (2, 2), (1, 1), (0, 0). Затем была произведена подгонка предполагаемых расчетных резонансных напряжений, определявшихся с помощью выражения (1), к экспериментальным данным с использованием в качестве подгоночного параметра циклотронной массы  $m_\chi^*$ . Подгонка производилась последовательно для каждого набора особенностей при фиксированном магнитном поле, что позволяло полагать значение  $\Delta E_{\Gamma-X}$  одинаковым в уравнениях (1) для всех особенностей набора. Кроме того, величина  $\alpha$  также полагалась одинаковой в каждом упомянутом случае, что проверялось с помощью самосогласованных расче-

тов и с достаточной точностью ( $\leq 5\%$ ) соответствует реальному положению вещей. Использовавшееся нами значение  $m_\Gamma^* = 0.067m_0$  считается надежно установленным. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными (показано на вставке к рис. 5) было получено для  $m_\chi = (0.2 \pm 0.02)m_0$ , совпадающей с обычно используемой величиной поперечной эффективной массы в  $X$ -долинах AlAs  $m_t = 0.19m_0$ .

Циклотронное движение электронов при наличии  $B \parallel z$  происходит в плоскости  $xu$ . Для электронов, находящихся в состояниях  $X_z$ , циклотронному движению в  $k$ -пространстве соответствует круговое движение по поверхности эллипсоидов постоянной энергии  $X_z$ . Вследствие этого циклотронная масса, соответствующая состояниям  $X_z$ -уровней Ландау, есть поперечная эффективная масса  $m_t^*$  в  $X$ -долинах. Однако электроны, находящиеся в состояниях  $X_{xy}$ , описывают в  $k$ -пространстве эллиптические орбиты по поверхностям эллипсоидов постоянной энергии  $X_x$  и  $X_y$ . Поэтому для состояний  $X_{xy}$ -уровней Ландау циклотронная масса дается выражением  $(m_t^* m_l^*)^{1/2} \approx 0.5m_0$ . Таким образом, определенное нами значение циклотронной массы  $m_\chi^* \approx m_t^*$  подтверждает идентификацию особенностей на зависимости  $dI/dV = f(V)$  в магнитном поле  $B \parallel I$  (рис. 5) как следствие переходов  $\Gamma-X_z$  между уровнями Ландау. Вдобавок этот результат является еще одним подтверждением того, что особенность  $C$  на рис. 3 обусловлена резонансными переходами  $\Gamma-X_{z1}$ , как было установлено ранее на основании самосогласованных расчетов при  $B = 0$ . Следует, наконец, отметить, что определенное нами значение  $m_t^*$  отличается от полученного в работе [2] из анализа магнитотуннелирования  $\Gamma-X_z$  между уровнями Ландау. Противоречивые значения поперечной эффективной массы  $m_t^*$  сообщаются также во многих из упоминавшихся во введении работах последнего периода.

### 3. Тонкая структура „донорных резонансов“ как проявление туннельных переходов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях „барьера“ AlAs

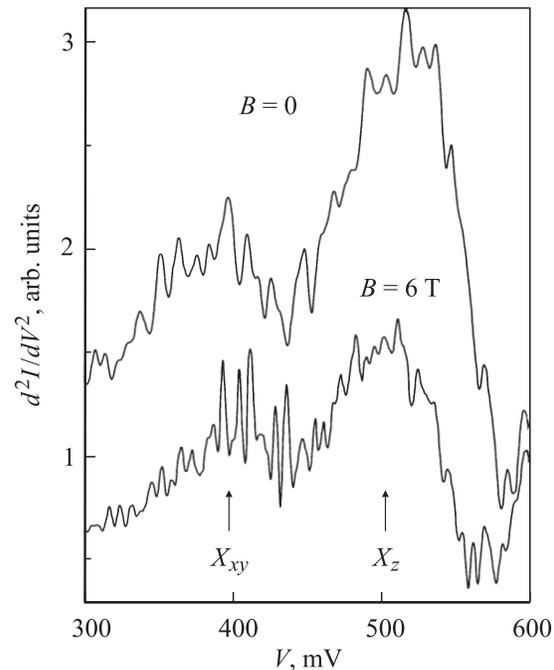
В предыдущем разделе мы сообщили о наблюдении особенностей транспортных характеристик однобарьерных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs, вызванных резонансно-туннельными переходами через донорные состояния Si, связанные с долинами  $X_{xy}$  и  $X_z$  в тонком слое AlAs, и об определении энергий связи таких состояний. Здесь же сообщается об обнаружении дополнительной тонкой структуры вышеупомянутых особенностей транспортных характеристик (донорных резонансов), обусловленной туннельными переходами через состояния доноров Si, находящихся в различных возможных

положениях (в направлении роста  $z$ ) в слое AlAs, т. е. в различных атомных слоях AlAs, и обладающих вследствие этого, как показано в [15], различными значениями энергии связи.

Прежде тонкая структура донорных резонансов наблюдалась при исследовании туннелирования через структуры с квантовой ямой в GaAs, центральные слои которой были легированы донорными примесями [28,29]. Однако в этом случае тонкая структура оказывалась отражением мезоскопических флуктуаций проводимости, обусловленных статистическими флуктуациями квазинепрерывной плотности локализованных состояний доноров. Причиной же последних являлись значительные флуктуации электростатического потенциала в области квантовой ямы, индуцированные заряженными примесями, хаотически расположенными в обедненной области легированного коллекторного контакта. Энергии донорных состояний в квантовой яме GaAs, таким образом, преимущественно определялись в этой ситуации не зависимостью энергии связи от положения донора, а случайными флуктуациями электростатического потенциала в области ямы и оказывались в результате также случайными.

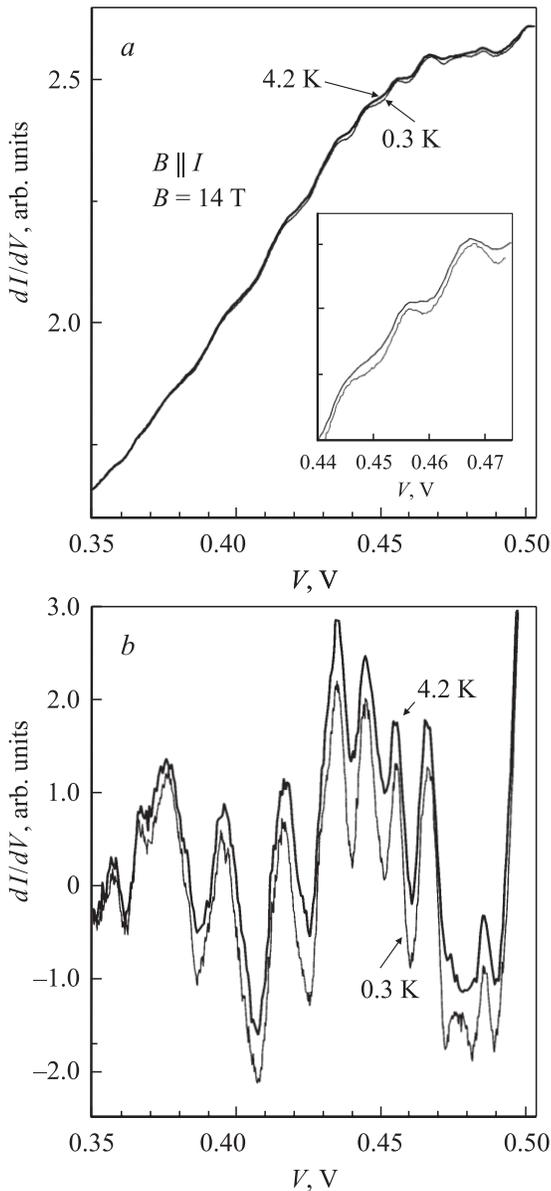
Теоретические расчеты показали, что зависимость энергии связи водородоподобных доноров от их положения в слое AlAs значительно сильнее аналогичной зависимости для доноров в слое GaAs [15,30,31]. Так, разница энергий связи в центре и на краю слоя AlAs толщиной 5 нм (как в нашем случае) и, следовательно, разница энергий связи доноров, находящихся в соседних атомных слоях, практически на порядок превосходят соответствующие значения для слоя GaAs равной толщины. Вследствие этого возможные случайные флуктуации электростатического потенциала уже не могут оказывать определяющего влияния на энергии донорных состояний в слое AlAs. Это позволило нам зарегистрировать тонкую структуру донорных резонансов, отдельные составляющие которой отвечают резонансному туннелированию через однотипные состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях „барьера“ AlAs. Эволюция тонкой структуры в сильном магнитном поле, параллельном направлению тока, наблюдавшаяся нами, также объясняется в рамках представлений о туннелировании через состояния доноров, находящихся в различных позициях в слое AlAs, предполагающих в соответствии с теорией [15,21] наличие существенных зависимостей энергии связи доноров от их положения и от магнитного поля, и в результате является независимым подтверждением интерпретации тонкой структуры. Таким образом, в данном разделе демонстрируется возможность измерения разницы значений энергии связи доноров, расположенных в соседних атомных слоях „барьера“ AlAs, с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

Дополнительная тонкая структура донорных резонансов в параллельном току магнитном поле  $B = 6$  Тл и в отсутствие магнитного поля при температуре 1.5 К



**Рис. 6.** Экспериментальные зависимости  $d^2I/dV^2 = f(V)$  в области донорных резонансов  $X_{xy}$  и  $X_z$  при  $B = 0$  и  $B = 6$  Тл,  $T = 1.5$  К.

представлена на рис. 6. Крупномасштабные особенности характеристики  $d^2I/dV^2 = f(V)$  на рис. 6 соответствуют, как показано нами ранее, резонансному туннелированию через группы донорных состояний, связанных с  $X_{xy}$ - и  $X_z$ -долинами AlAs, в целом. Отдельные же особенности тонкой структуры отвечают туннельным переходам через однотипные ( $X_{xy}^D$  или  $X_z^D$ ) состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs. Тонкая структура донорных резонансов наблюдалась и в отсутствие магнитного поля, однако она становилась все более явной по мере его увеличения. Следует отметить, что изменения количества отдельных особенностей, составляющих тонкую структуру, с ростом магнитного поля практически не наблюдалось. Рост амплитуд особенностей тонкой структуры с магнитным полем может быть обусловлен следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, приложение магнитного поля приводит к добавочной локализации донорных состояний (увеличению их энергии связи) и, как следствие, к уменьшению уширений соответствующих энергетических уровней. Во-вторых, значение плотности состояний на уровне Ферми в аккумуляционном слое, имеющее определяющее влияние на амплитуды резонансных особенностей, в присутствии магнитного поля (в случае близости к уровню Ферми очередного уровня Ландау) может существенно превосходить соответствующее бесполовое значение. Таким образом, можно сказать, что магнитное поле только лишь проявляет тонкую структуру, не изменяя ее природу по существу. При  $B > 10$  Тл тонкая структура становится хорошо заметной даже на

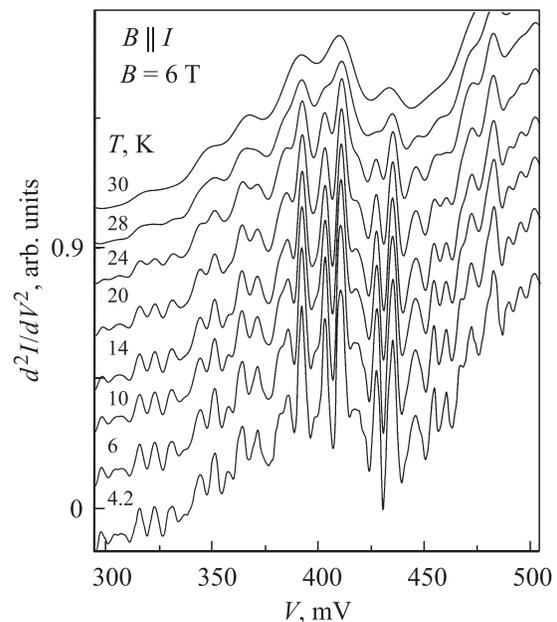


**Рис. 7.** *a* — экспериментальные характеристики  $dI/dV = f(V)$  в области донорного резонанса  $X_{xy}$  в параллельном току магнитном поле  $B = 14$  Тл при температурах 0.3 и 4.2 К; *b* — характеристики  $dI/dV = f(V)$  за вычетом монотонной компоненты.

зависимостях  $dI/dV = f(V)$  (рис. 7 для  $B = 14$  Тл). Отметим, что относительно большие амплитуды особенностей тонкой структуры низкоэнергетического донорного резонанса  $X_{xy}$  на рис. 6 обусловлены лишь тем обстоятельством, что при  $B = 6$  Тл (и близких значениях  $B$ ) в интервале напряжений, соответствующих совпадению с уровнем Ферми в аккумуляционном слое донорных состояний, туннелирование через которые проявляется как тонкая структура донорного резонанса  $X_{xy}$ , уровень Ландау с номером  $n = 2$  находится вблизи уровня Ферми и, следовательно, плотность состояний на уровне Ферми относительно велика. При более же высоких

напряжениях, соответствующих туннелированию через донорные  $X_z^D$ -состояния, этот уровень Ландау находится еще на некотором удалении от уровня Ферми и плотность состояний на уровне Ферми соответственно относительно мала. С увеличением магнитного поля ситуация с амплитудами особенностей тонкой структуры донорных резонансов  $X_{xy}$  и  $X_z$  меняется, естественно, на прямо противоположную. Тонкая структура оказывалась специфичной, но точно воспроизводимой для каждого образца, даже после термоциклирования. Кроме того, она является в достаточной мере регулярной (рис. 6), и средний период составляет около 15 мВ, что соответствует, с учетом полученного из самосогласованных вычислений значения коэффициента пропорциональности между относительным изменением энергий донорных состояний и приложенным напряжением, разнице энергий 1.2 мэВ.

Повышение температуры до 20 К ( $kT \approx 1.25$  мэВ) приводит, как видно из рис. 8, к существенному подавлению большинства особенностей тонкой структуры вследствие температурного уширения функции распределения Ферми в аккумуляционном слое, и при  $T = 30$  К тонкая структура практически полностью исчезает. Понижение температуры от 4.2 до 0.3 К (рис. 7) приводило к увеличению амплитуд особенностей тонкой структуры, разрешению одной дополнительной особенности при  $V \approx 0.48$  В и проявлению еще более тонкой структуры (субструктуры) отдельных особенностей. Таким образом, количество особенностей тонкой структуры остается практически неизменным в интервале температур от 0.3 до 20 К. Это указывает на то, что в данном интер-



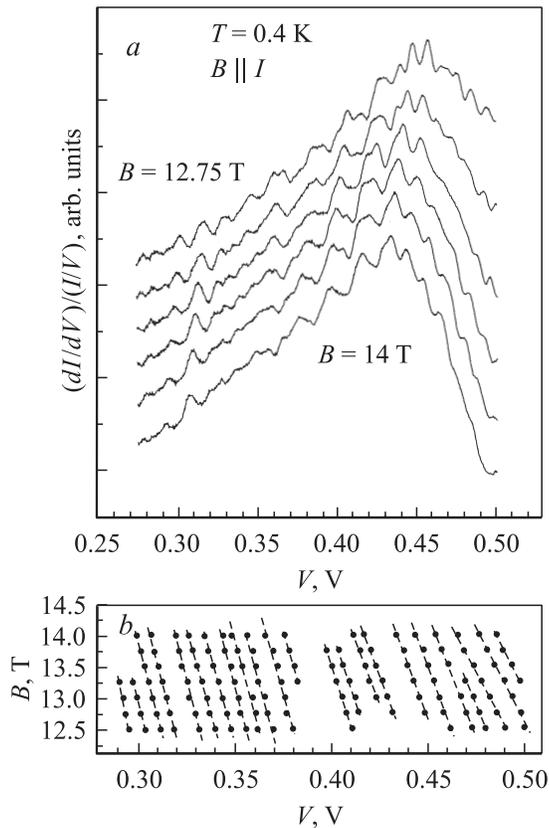
**Рис. 8.** Экспериментальные зависимости  $d^2I/dV^2 = f(V)$  в области донорного резонанса  $X_{xy}$  в параллельном току магнитном поле  $B = 6$  Тл в интервале температур от 4.2 до 30 К.

вале температур наименьшая разница энергий донорных состояний превышает  $kT$ .

Далее, рассмотрим наши экспериментальные данные более подробно в связи с существованием двух альтернативных возможных причин появления тонкой структуры. Во-первых, причиной появления тонкой структуры резонансов могут оказаться, как продемонстрировали исследования  $\Gamma$ - $\Gamma$ -туннелирования в двухбарьерных гетероструктурах GaAs/AlAs, шероховатости интерфейсов [32]. Однако энергия связи донора в AlAs обладает более сильной зависимостью от положения донора в слое, нежели от толщины самого слоя [15]. Так, например, изменение толщины слоя AlAs в 5 нм на два монослоя (типичное значение шероховатости гетероповерхностей при молекулярно-лучевой эпитаксии) приводит к изменению энергий связи центральных доноров  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$  на 4 и 2 мэВ соответственно. Наблюдавшееся в эксперименте различие же энергий связи доноров, расположенных в центре (середине) слоя AlAs толщиной 5 нм и на его границе, составляет приблизительно 30 и 20 мэВ для доноров  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$  соответственно. Поэтому мы полагаем, что шероховатости интерфейсов не могут быть причиной тонкой структуры в нашей ситуации. Во-вторых, присутствие доноров в квантовой яме структуры GaAs/AlAs может приводить к мезоскопическим флуктуациям дифференциальной проводимости, обусловленным статистическими флуктуациями квазинепрерывной плотности локализованных донорных состояний [28,29]. Такие флуктуации проявляют себя как тонкая структура донорных резонансов. Как амплитуды, так и количество наблюдавшихся флуктуаций проводимости (или их типичный период по напряжению) одновременно уменьшались с ростом температуры от 0.5 до 4.2 К, при которой флуктуации практически исчезали. Для объяснения таких температурных зависимостей авторы использовали модифицированную теорию мезоскопических флуктуаций Ларкина-Матвеева [33]. Донорные состояния в AlAs (в отличие от донорных состояний в GaAs) оказываются значительно сильнее локализованными, и энергии связи доноров Si, находящихся в соседних атомных слоях, в AlAs различаются существенно больше (почти на порядок), чем в GaAs [15]. Поэтому случайные флуктуации электростатического потенциала оказывают гораздо меньшее влияние на спектр донорных состояний в AlAs. В результате спектр донорных состояний в слое AlAs определяется преимущественно зависимостью энергии связи от положения донора. Как регулярность расположения особенностей наблюдавшейся нами тонкой структуры, так и совпадение количества наблюдавшихся особенностей с количеством возможных положений доноров Si в слое AlAs толщиной 5 нм подтверждают несущественность влияния флуктуаций электростатического потенциала на спектр донорных состояний в AlAs в нашей экспериментальной ситуации. Тонкая структура донорного резонанса  $X_{xy}$  (так же, как и резонанса  $X_z$ ) состояла в среднем из 22 особенностей, тогда как доно-

ры Si в слое AlAs толщиной 5 нм могут располагаться в 20 различных атомных слоях. Разница энергий связи доноров  $X_{xy}$ , расположенных в центре и на границе слоя AlAs для нашего случая составляет 35 мэВ [15]. Поэтому среднее различие соответствующих донорных уровней должно быть приблизительно равным 1.65 мэВ. Средняя разность напряжений между соседними особенностями наблюдавшейся нами тонкой структуры составляла 15 мВ, что соответствует разности энергий 1.2 мэВ и находится в хорошем согласии с предыдущей оценкой. Как уже отмечалось выше, с увеличением температуры от 0.3 до 20 К амплитуды особенностей тонкой структуры значительно подавляются. Количество и внешний вид особенностей при этом, однако, остаются практически неизменными. Дальнейшее повышение температуры от 20 до 30 К приводит к полному исчезновению тонкой структуры. Такая эволюция тонкой структуры с ростом температуры обусловлена, по нашему мнению, температурным уширением функции распределения Ферми в аккумуляционном слое и является, таким образом, дополнительным подтверждением предлагаемой нами интерпретации тонкой структуры. Мы полагаем, что в условиях нашего эксперимента случайные флуктуации электростатического потенциала приводят лишь к добавочному неоднородному уширению состояний доноров, расположенных в различных атомных слоях.

Модификация транспортных характеристик наших образцов в магнитном поле  $B \parallel I$  оказалась достаточно сложной, поскольку обуславливалась отчасти квантованием Ландау в аккумуляционном слое, а отчасти изменением тонкой структуры. Поэтому для выявления влияния магнитного поля на тонкую структуру мы произвели детальные исследования транспорта при больших значениях магнитного поля ( $B > 12$  Тл), когда под уровнем Ферми аккумуляционного слоя (в интервале напряжений, соответствующих донорному резонансу  $X_{xy}$ ) находится только один уровень Ландау, движение которого с ростом  $B$  может вызвать только монотонные изменения параметров аккумуляционного слоя и, следовательно, привести лишь к монотонным смещениям резонансных особенностей. Как видно из рис. 9, *a*, представляющего тонкую структуру донорного резонанса  $X_{xy}$  в интервале  $B \parallel I$  от 12.75 до 14 Тл при  $T = 0.4$  К, с ростом магнитного поля она смещается в сторону меньших напряжений. Зависимость положений максимумов экспериментальной кривой от величины  $B$  представлена на рис. 9, *b*. Пики тонкой структуры в диапазоне напряжений от 300 до 500 мВ, в области донорного резонанса  $X_{xy}$ , движутся при увеличении  $B$  со скоростями от 8 до 20 мВ/Тл, и скорость их движения при этом является монотонно возрастающей функцией напряжения (рис. 9, *b*). Произведенные нами самосогласованные вычисления показали, что в рассматриваемом интервале напряжений (300–500 мВ) отношение приложенного напряжения к падению напряжения в слое AlAs изменяется очень слабо, от 12 до 12.7, и не может заметно влиять на движение резонансных пиков



**Рис. 9.** *a* — экспериментальные характеристики  $dI/dV = f(V)$  в области донорного резонанса  $X_{xy}$  при  $T = 0.4$  К в параллельном току магнитном поле от 12.75 до 14 Тл; *b* — положения пиков тонкой структуры при различных значениях магнитного поля.

с изменением  $B$ . Кроме того, было показано, что в рассматриваемых интервалах напряжения и магнитного поля изменения параметров аккумуляционного слоя, вызванные движением уровней Ландау, также незначительны и не могут быть причиной столь существенного различия скоростей движения пиков, которое наблюдается экспериментально. Поэтому мы полагаем, что такое различие скоростей связано с тем, что энергии связи в меньшей степени локализованных состояний доноров, расположенных вблизи края слоя AlAs, значительно сильнее зависят от  $B$ , чем энергии связи более локализованных состояний доноров, расположенных около середины слоя в соответствии с теоретическими работами [15,27]. Отметим для ясности, что низкоэнергетические особенности тонкой структуры соответствуют туннельным переходам через состояния доноров, находящихся вблизи середины слоя AlAs. Таким образом, поведение тонкой структуры при изменении магнитного поля является независимым экспериментальным подтверждением того, что отдельные особенности тонкой структуры обусловлены резонансным туннелированием через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs. Кроме того, оно подтверждает

существенную зависимость энергии связи  $X$ -доноров от их положения в слое AlAs, предсказанную теоретически [15].

#### 4. Заключение

Сформулируем результаты описанных выше исследований транспорта через однобарьерные гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs. Итак, нами были обнаружены особенности транспортных характеристик, однозначно идентифицированные как проявления резонансного туннелирования  $\Gamma$ – $X$  через квазиограниченные  $X$ -состояния и через различные донорные  $X^D$ -состояния в слое AlAs. Идентификация производилась на основании самосогласованных вычислений напряжений, соответствующих порогам резонансных переходов, с привлечением результатов анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза в данных структурах. Результаты идентификации продемонстрировали, что энергии донорных  $X^D$ -состояний преимущественно определяются пространственным ограничением в слое AlAs (шириной квантовой ямы), влияющим на энергии состояний  $X_{xy}$  и  $X_z$  и на величины энергий связи донорных состояний  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$ , а также наличием в слое AlAs двухосного напряжения, приводящего к расщеплению долин  $X_{xy}$  и  $X_z$ . Эти же результаты позволили нам напрямую определить энергии связи „центральных“ донорных состояний  $X_{xy}^D$  и  $X_z^D$  как  $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$  мэВ и  $E_B(X_z^D) \approx 50$  мэВ соответственно. Анализ эволюции структуры резонансных особенностей, обусловленных туннельными переходами между  $\Gamma$ - и  $X$ -уровнями Ландау, с изменением магнитного поля позволил определить величины поперечной эффективной массы  $m_t^*$  в  $X$ -долинах AlAs и подтвердил результат идентификации основного низкоэнергетического резонанса на транспортных характеристиках в отсутствие магнитного поля как проявление туннельных переходов  $\Gamma$ – $X_{z1}$ . Нами также обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях „барьера“ AlAs (в направлении роста) и обладающих вследствие этого различными энергиями связи. Исследования поведения тонкой структуры в магнитном поле  $B \parallel I$  подтвердили наличие существенных зависимостей энергии связи донорных  $X$ -состояний от положения в слое AlAs и от магнитного поля, предсказанных теоретически. В результате продемонстрирована возможность резонансно-туннельной спектроскопии состояний доноров, расположенных в соседних атомных слоях „барьера“ AlAs, и измерения разницы их энергий связи.

Авторы благодарны Т.Г. Андерссону за предоставленные гетероструктуры и проф. В.А. Тулину и К.С. Новоселову за плодотворные обсуждения и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, программы ФТНС и INTAS (01-2362).

## Список литературы

- [1] E.E. Mendez, W.I. Wang, E. Calleja, C.E.T. Goncalves da Silva. Appl. Phys. Lett., **50** (18), 1263 (1987).
- [2] J.J. Finley, R.J. Teissier, M.S. Skolnick, J.W. Cockburn, R. Grey, G. Hill, M.A. Pate. Phys. Rev. B, **54**, 5251 (1996).
- [3] R.J. Teissier, J.J. Finley, M.S. Skolnick, J.W. Cockburn, J.-L. Pelouard, R. Grey, G. Hill, M.A. Pate, R. Planel. Phys. Rev. B, **54**, 8329 (1996).
- [4] J.M. Smith, P.C. Klipstein, R. Grey, G. Hill. Phys. Rev. B, **58**, 4708 (1998).
- [5] J.M. Smith, P.C. Klipstein, R. Grey, G. Hill. Phys. Rev. B, **57**, 1740 (1998).
- [6] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, P. Dawson, K.J. Moore, C.T. Foxon. Phys. Rev. B, **39**, 13 426 (1989).
- [7] E.R. Glaser, T.A. Kennedy, B. Molnar, R.S. Sillmon, M.G. Spencer, M. Mizuta, T.F. Kuech. Phys. Rev. B, **43**, 14 540 (1991).
- [8] K. Maezawa, T. Mizutani, S. Yamada. J. Appl. Phys., **71**, 296 (1992).
- [9] S. Yamada, K. Maezawa, W.T. Yuen, R.A. Stradling. Phys. Rev. B, **49**, 2189 (1994).
- [10] D. Scalbert, J. Cernogora, C. Benoit a la Guillaume, M. Maaref, F.F. Charfi, R. Planel. Sol. St. Commun., **70**, 945 (1989).
- [11] D. Landheer, H.C. Liu, M. Buchanan, R. Stoner. Appl. Phys. Lett., **54**, 1784 (1989).
- [12] P. Lefebvre, B. Gil, H. Mathieu, R. Planel. Phys. Rev. B, **40**, 7802 (1989).
- [13] M. Goiran, J.L. Martin, J. Leotin, R. Planel, S. Askenazy. Physica B, **177**, 465 (1992).
- [14] B. Rheinlander, H. Neumann, P. Fischer, G. Kuhn. Phys. St. Sol. (b), **K167**, 49 (1972).
- [15] G. Weber. Appl. Phys. Lett., **67** (10), 1447 (1995).
- [16] S.T. Lee, A. Petrou, M. Dutta, J. Pamulapati, P.G. Newman, L.P. Fu. Phys. Rev. B, **51**, 1942 (1995).
- [17] M.W. Delow, P.H. Beton, C.J.M. Langerak et al. Phys. Rev. Lett., **68**, 1754 (1992).
- [18] J.W. Sakai, P.C. Main, P.H. Beton et al. Appl. Phys. Lett., **64**, 2563 (1994).
- [19] J.W. Sakai, T.M. Fromhold, P.H. Beton, L. Eaves, M. Henini, P.C. Main, F.W. Sheard, G. Hill. Phys. Rev. B, **48**, 5664 (1993).
- [20] H. Fukuyama, T. Waho. Jap. J. Appl. Phys., **34**, L342 (1995).
- [21] J.M. Shi, F.M. Peeters, G.Q. Hai, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **44**, 5692 (1991).
- [22] J.J. Finley, R.J. Teissier, M.S. Skolnick, J.W. Cockburn, G.A. Roberts, R. Grey, G. Hill, M.A. Pate, R. Planel. Phys. Rev. B, **58**, 10 619 (1998).
- [23] Yu.V. Dubrovskii, Yu.N. Khanin, I.A. Larkin, S.V. Morozov, T.G. Andersson, J.R. Soderstrom. Phys. Rev. B, **50**, 4897 (1994).
- [24] Ю.В. Дубровский, Ю.Н. Ханин, T.G. Andersson, U. Gennser, D.K. Maude, J.-C. Portal. ЖЭТФ, **82** (3), 467 (1996).
- [25] Y. Carbonneau, J. Beerens, H.C. Liu et al. Appl. Phys. Lett., **62** (16), 1955 (1993).
- [26] M. Tsuchiya, H. Sakaki. Jap. J. Appl. Phys., **30**, 1164 (1991).
- [27] I.P. Roche, G.P. Whittington, P.C. Main, L. Eaves, F.W. Sheard, G. Wunner, K.E. Singer. J. Phys.: Condens. Matter., **2**, 4439 (1990).
- [28] P. McDonnell, T.J. Foster, P.C. Main, L. Eaves, N. Mori, J.W. Sakai, M. Henini, G. Hill. Sol. St. Electron., **40**, 409 (1996).
- [29] P.C. Main, T.J. Foster, P. McDonnell, L. Eaves, M.J. Gompertz, N. Mori, J.W. Sakai, M. Henini, G. Hill. Phys. Rev. B, **62**, 16 721 (2000).
- [30] R.L. Greene, K.K. Bajaj. Sol. St. Commun., **45**, 825 (1983).
- [31] L.E. Oliveira. Phys. Rev. B, **38**, 10 641 (1988).
- [32] Y.C. Kang, M. Suhara, K. Furuya et al. Jap. J. Appl. Phys., **34**, 4417 (1995).
- [33] А.И. Ларкин, К.А. Матвеев. ЖЭТФ, **93** (3), 1030 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

## Resonant $\Gamma$ - $X$ tunneling in singlebarrier GaAs/AlAs/GaAs heterostructures

Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin, Yu.V. Dubrovskii

Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

**Abstract** We report on the electrical transport and magneto-transport study of GaAs/AlAs/GaAs, the single-barrier heterostructures incorporating unintentional donors in the barrier. The transport characteristics exhibited features corresponding to the resonant tunneling of electrons between the states of different effective mass derived from the zone center ( $\Gamma$  in GaAs) and the zone boundary ( $X$  in AlAs) points of the Brillouin zone. Resonant tunneling was observed both through the quasicontained states in the AlAs layer originated from the  $X_{xy}$  and  $X_z$  conduction band minima and through two distinct states of the donors bound to the  $X_{xy}$  and  $X_z$  valleys. By attribution of the experimental resonances we show that the energies of donor  $X$  states are determined both by quantum confinement influencing the energies of confined  $X$  states and the binding energies of donors and by biaxial strain, which causes the splitting of  $X_{xy}$  and  $X_z$  valleys. This allowed us, moreover, to determine directly the binding energies of  $X_{xy}$ - and  $X_z$ -related donors as  $E_B(X_{xy}) \approx 70$  meV and  $E_B(X_z) \approx 50$  meV. Analysis of the resonant structure corresponding to  $\Gamma$ - $X$  inter-Landau-level transitions has enabled us to determine the transverse  $X$  valley effective mass ( $m_t = m_{X_{xy}}$ ) in AlAs and confirmed the identification of the main low-voltage resonant feature obtained by self-consistent modelling as corresponding to the  $\Gamma$ - $X_{z1}$  transfer. Furthermore we observed an additional oscillatory like a fine structure of the donor resonances that we attribute to the resonant tunneling via states of donors located at different atomic planes of the AlAs layer with different binding energies. Magnetic field behaviour of the fine structure demonstrated that the binding energy of  $X$ -related donors has an essential dependence on both magnetic field and donor position in the barrier.