

## ПРЕВРАЩЕНИЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ УРОВНЕЙ В ВИРТУАЛЬНЫЕ НА ГРАНИЦЕ $p$ -GaAs СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ AlAs/GaAs

В.Л.Альперович<sup>++1)</sup>, Н.Т.Мошегов<sup>+</sup>, В.А.Ткаченко<sup>++\*</sup>, О.А.Ткаченко<sup>++\*</sup>,  
А.И.Торопов<sup>+</sup>, А.С.Ярошевич<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет  
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 мая 1999 г.

После переработки 15 июня 1999 г.

Экспериментально и теоретически изучен эффект превращения квантоворазмерных уровней в виртуальные при изменении электрического поля в сверхрешетке AlAs/GaAs, помещенной в  $i$ -область  $p-i-n$  структуры. Показано, что интерфейсное состояние на границе сверхрешетки с контактным слоем  $p$ -GaAs приводит к резонансному увеличению вероятности туннелирования фотоэлектронов из контакта в сверхрешетку через уровни Ванье – Штарка.

PACS: 73.40.-c

Известно, что сближение дискретного уровня в потенциальной яме с дном континуума и превращение его в виртуальный уровень ведет к резонансному квантовому рассеянию медленных частиц [1]. При этом сечение рассеяния на сферической яме стремится к бесконечности, а фаза рассеяния по теореме Левинсона меняется на  $\pi$ . Симметричная одномерная яма, напротив, становится полностью прозрачной при превращении дискретного уровня в виртуальный (одномерный эффект Рамзауэра [2]). Виртуальный уровень обнаружен при рассеянии нейтрона на протоне с антипараллельными спинами, а резонансный дискретный уровень дейтрона наблюдался при рассеянии тех же частиц с параллельными спинами [1]. Однако превращение дискретного резонансного уровня в виртуальный при непрерывном изменении параметров потенциальной ямы до сих пор не наблюдалось. В отличие от атомной и ядерной физики, параметрами потенциальных ям и барьеров можно легко управлять в полупроводниковых микроструктурах и сверхрешетках. Тонкая настройка электронного спектра полупроводниковых сверхрешеток путем изменения толщин и состава отдельных слоев в процессе эпитаксии, а также величины электрического поля, позволила обнаружить ряд явлений, которые были давно предсказаны теоретически, но не наблюдались экспериментально в обычных кристаллах. В частности, в полупроводниковых сверхрешетках были экспериментально изучены процессы локализации Ванье – Штарка в электрическом поле [3, 4], а также делокализации электронных состояний благодаря резонансному зинеровскому туннелированию между штарковскими состояниями, происходящими из различных минизон [5, 6]. На границе сверхрешетки AlGaAs/GaAs с широкозонным слоем AlAs экспериментально наблюдались краевые состояния [7], предсказанные Таммом для идеальных кристаллов [8]. В этом

<sup>1)</sup> e-mail: alper@thermo.isp.nsc.ru

письме сообщается об обнаружении интерфейсного состояния на границе узкозонного слоя  $p$ -GaAs со сверхрешеткой AlAs/GaAs и наблюдении резонансов, отвечающих превращению интерфейсного и штарковских дискретных уровней в виртуальные.

Исследованные образцы представляли собой  $p-i-n$  диоды, нелегированные  $i$ -области которых содержали короткопериодные сверхрешетки  $(\text{AlAs})_m/(\text{GaAs})_n$  с  $m = 3$ ,  $n = 10 - 13$  монослоев (ML) и числом периодов, равным 50. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs(100) [9,10]. Сверхрешетка была отделена от подложки сильнолегированным буферным слоем  $n^+$ -GaAs толщиной 1000 нм, который использовался в качестве нижнего контакта. Поверх сверхрешетки выращивался контактный слой  $p^+$ -GaAs толщиной 200 нм. Уровень легирования контактных областей составлял  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Детали методики выращивания сверхрешеток и контроля их структурного совершенства описаны в [9,10]. На исходных эпитаксиальных структурах изготавливались мезаструктуры диаметром  $\approx 1$  мм с омическими контактами к слоям  $n$ - и  $p$ -типа. Измерения спектров фототока, возникавшего между контактами при освещении структуры, проводились при температуре 4.2 К на автоматизированной установке, описанной в [10].

На рис.1 точками показаны измеренные зависимости фототока от напряжения  $J(V)$  для мезаструктур, изготовленных на различных участках ростовой шайбы. Здесь  $V$  – полное падение напряжения на сверхрешетке с учетом встроенного потенциала  $p-i-n$  структуры  $V_0 = 1.52$  В. Благодаря изменению параметров сверхрешетки по площади шайбы, мезаструктуры соответствуют различной эффективной ширине GaAs ям  $d_{\text{GaAs}}$  в диапазоне 10-12 монослоев. Измерения проводились при энергиях фотонов вблизи ширины запрещенной зоны GaAs. В данной спектральной области вероятность оптических переходов на уровни Ванье – Штарка [4] экспоненциально уменьшается при уменьшении энергии фотонов, поэтому эти переходы не проявляются в виде отдельных пиков. В то же время, благодаря рождению фотоэлектронов в контактной области, в зависимостях  $J(V)$  наблюдаются транспортные резонансы (пики 1–4), положение которых, как показано в [11], не зависит от энергии фотонов и отвечает туннелированию электронов из слоя  $p$ -GaAs на штарковские уровни в сверхрешетке. Для того чтобы более наглядно показать особенности фототока в области напряжений 2–6 В, фрагмент одной из измеренных зависимостей  $J(V)$  построен в линейном масштабе на вставке. Из рис.1 видно, что зависимости  $J(V)$  для различных мезаструктур имеют аналогичную форму. Видно также, что при увеличении  $d_{\text{GaAs}}$  происходит закономерный сдвиг положений транспортных резонансов в сторону меньших напряжений. Этот сдвиг обусловлен уменьшением энергии основного уровня квантования в GaAs ямах. В то же время, непонятна причина немонотонной зависимости амплитуды резонансов от их номера, а также происхождение дополнительного, более широкого пика фототока, который наиболее отчетливо проявляется на вставке к рис.1, между первым и вторым штарковскими резонансами.

Для выяснения этих вопросов мы провели расчет энергетического спектра, волновых функций и величины тока в исследованной сверхрешетке. Расчет проводился путем численного решения уравнения Шредингера по методике, описанной в [12]. Решалась задача об отражении и прохождении электронов, падающих на сверхрешетку из контактной области  $p$ -GaAs. Параметры сверхрешетки определялись из сопоставления расчета с измеренными полевыми зависимостями положений оптических резо-

нансов – пиков в спектрах фототока, соответствующих прямым и непрямым оптическим переходам на уровни Ванье – Штарка [10]. Из такого сопоставления для каждой мезаструктуры были определены толщины GaAs ям  $d_{\text{GaAs}}$ , приведенные в подписи к рис.1. Как показано в [10], отклонения толщин слоев от целочисленных значений вызваны шероховатостями гетерограниц атомного масштаба. Флуктуации толщин барьеров  $d_{\text{AlAs}}$  существенно слабее влияют на энергетический спектр электронов, поэтому мы использовали номинальное значение  $d_{\text{AlAs}} = 3 \text{ ML}$ . Сопоставление расчета и экспериментальных зависимостей оптических резонансов от напряжения на  $p-i-n$  структуре показало, что ширина  $i$ -слоя превышает ширину сверхрешетки на 4–10 нм благодаря наличию вблизи сверхрешетки тонких областей  $p(n)$ -GaAs, обедненных легирующими примесями. Проникновение электрического поля в контактную область ведет к формированию потенциальной ямы перед сверхрешеткой. Все виды упругого и неупругого рассеяния электронов на шероховатостях гетерограниц и фононах учитывались заданием мнимой добавки к потенциалу по всей длине сверхрешетки. Мнимая часть потенциала описывает уход частиц из данного когерентного состояния в приближении "времени жизни"  $\tau = \hbar/\text{Im}[U(x, E)]$ , где  $x$  – координата,  $E$  – компонента энергии, отвечающая движению вдоль оси сверхрешетки. Рассчитывался коэффициент отражения  $R$  в упругом канале как функция электрического поля. Коэффициент прохождения  $T$ , определяющий величину фототока, вычислялся как  $T = 1 - R$ , поскольку в результате рассеяния энергии и импульса электроны, попавшие в сверхрешетку, уже не могут вернуться в слой  $p$ -GaAs и дают вклад в фототок.

На рис.1 сплошными линиями  $a$ ,  $b$  и  $c$  показаны теоретические зависимости коэффициента прохождения электронов от напряжения  $T(V)$ , рассчитанные для трех мезаструктур с различной толщиной слоев GaAs с учетом наличия треугольной интерфейсной ямы перед сверхрешеткой. Ширина интерфейсной ямы  $d_i = 4 \text{ нм}$  и характерная величина кинетической энергии электронов, падающих на сверхрешетку,  $E_0 = 3.5 \text{ мэВ}$  были найдены из условия наилучшего соответствия теоретических и экспериментальных кривых. Для сравнения, кривая  $d$  показывает зависимость  $T(V)$ , рассчитанную без учета интерфейсной ямы для сверхрешетки с  $d_{\text{GaAs}} = 11.8 \text{ ML}$ . Видно, что расчетные кривые  $a - c$  удовлетворительно описывают эксперимент, включая положение, форму и немонотонную зависимость амплитуды от номера для транспортных резонансов (пики 1–4), соответствующих совпадению уровней Ванье – Штарка в 1–4 ямах с дном континуума в  $p$ -GaAs. Пики фототока 1–4 возникают благодаря последовательному превращению краевых штарковских уровней сверхрешетки в виртуальные уровни. Сопоставление кривых  $a$  и  $d$  на рис.1 показывает, что корректный расчет туннелирования, учитывающий наличие потенциальной ямы для электронов на границе с контактным слоем, позволяет не только правильно описать общую форму зависимостей фототока от напряжения, но и уточнить нумерацию транспортных резонансов [11]. Отметим, что превышение  $E_0$  над средней тепловой энергией может быть связано с размазкой энергий падающих электронов из-за флуктуационного потенциала заряженных примесей. Размазка энергий и флуктуации толщин слоев приводят также к дополнительному уширению измеренных транспортных резонансов по сравнению с расчетом.

Примечательно, что расчет хорошо воспроизводит и дополнительный резонанс, показанный стрелкой между первым и вторым штарковскими резонансами (рис.1).

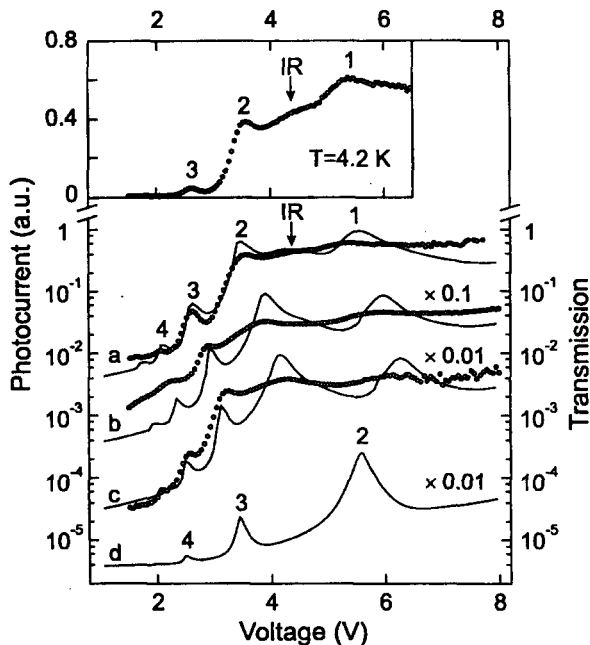


Рис.1. Экспериментальные (кружки, левая шкала) и теоретические (сплошные линии, правая шкала) зависимости фототока  $J$  от потенциала  $V$  для различных мезоструктур, соответствующих эффективной ширине ям  $d_{GaAs}$  сверхрешетки AlAs/GaAs (в монослоях): а)  $d_{GaAs} = 11.8$  ML; б) 10.4 ML; в) 9.8 ML. Кривая  $d$  рассчитана без учета интерфейсной потенциальной ямы. Экспериментальные зависимости измерены при  $T = 4.2$  K, при энергиях фотонов  $\hbar\omega$  вблизи ширины запрещенной GaAs: а)  $\hbar\omega = 1.521$  эВ; б) 1.653 эВ; в) 1.550 эВ. Номерами обозначены пики резонансного прохождения через штарковские уровни соответствующих GaAs ям; стрелкой показан резонанс с интерфейсным уровнем (IR). Кривые смещены по вертикали для удобства восприятия. Фрагмент экспериментальной зависимости, измеренной на мезоструктуре (а), показан в линейном масштабе на вставке в левом верхнем углу рисунка

Для выяснения природы наблюдавшихся резонансов мы проанализировали графики распределений плотности вероятности  $|\Psi|^2$  падающих электронов вдоль оси сверхрешетки. Эти графики, рассчитанные для различных напряжений на сверхрешетке, показаны на рис.2. Сплошные кривые 1, 2, 4 и 10 отвечают транспортным резонансам со штарковскими уровнями в четвертой, третьей, второй и первой ямах, соответственно. Видно, что для этих кривых максимум  $|\Psi|^2$  последовательно перемещается из четвертой в первую GaAs яму сверхрешетки. Кривые  $|\Psi|^2$ , изображенные на рис.2 штриховыми линиями, показывают, что для промежуточных нерезонансных значений поля проникновения электронов в глубь сверхрешетки не происходит. Сплошная кривая 7 отвечает максимуму дополнительного интерфейсного резонанса (IR). Анализ показал, что этот резонанс соответствует превращению квазидискретного интерфейсного уровня в яме между контактным слоем  $p$ -GaAs и сверхрешеткой ( $V > 4.32$  В) в виртуальный уровень при  $V < 4.32$  В. Квазидискретное резонансное состояние отвечает медленному экспоненциальному затуханию волновой функции в контактную область и быстрому осциллирующему затуханию в глубь сверхрешетки. На рис.2 интерфейсный резонанс проявляется, как рост вероятности обнаружить электрон возле границы  $p$ -GaAs со сверхрешеткой. Из формы кривых 5-9 на рис.2 видно, что прохождения интерфейсного резонанса сопровождается значи-

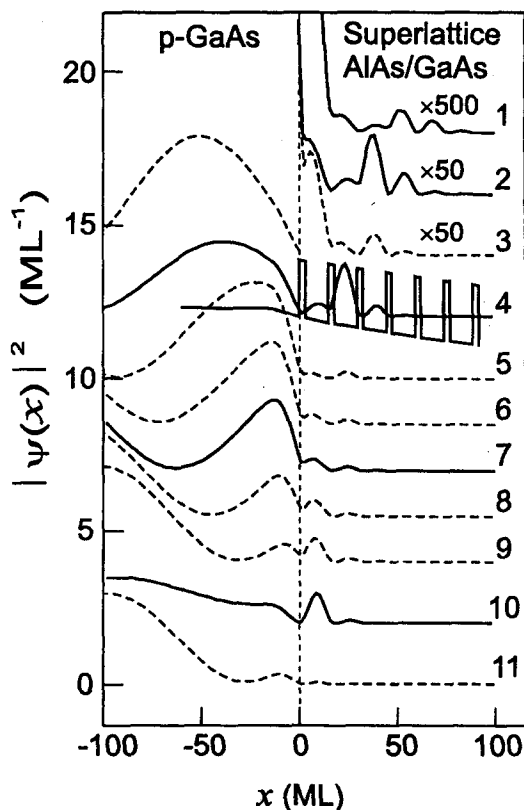


Рис.2. Зависимости плотности вероятности  $|\Psi|^2$  от координаты вдоль оси сверхрешетки GaAs/AlAs для  $d_{\text{GaAs}} = 11.8 \text{ ML}$  и различных значений потенциала  $V$ : 1 -  $V = 2.08 \text{ В}$ ; 2 -  $2.61 \text{ В}$ ; 3 -  $2.9 \text{ В}$ ; 4 -  $3.44 \text{ В}$ ; 5 -  $3.9 \text{ В}$ ; 6 -  $4.2 \text{ В}$ ; 7 -  $4.32 \text{ В}$ ; 8 -  $4.6 \text{ В}$ ; 9 -  $4.9 \text{ В}$ ; 10 -  $5.55 \text{ В}$ ; 11 -  $6.3 \text{ В}$ . Сплошные кривые 1, 2, 4 и 10 соответствуют резонансам электронов, налетающих из слоя  $p\text{-GaAs}$ , со штарковскими уровнями в четвертой, третьей, второй и первой GaAs ямах, соответственно. Сплошная кривая 7 соответствует максимуму интерфейсного резонанса. Штриховые кривые соответствуют промежуточным (нерезонансным) значениям потенциала. Вместе с кривой 4 схематически показан профиль потенциала сверхрешетки в зоне проводимости

тельным перемещением узлов и пучностей электронной волны в контактном слое. Эти перемещения соответствуют изменению фазы отраженной волны при выходе интерфейсного уровня в континуум состояний  $p\text{-GaAs}$ .

Из рис.1 видно, что узкие штарковские резонансы проявляются на фоне широкого интерфейсного состояния. Взаимодействие резонансов увеличивает вероятность туннелирования электронов в сверхрешетку и приводит к характерной немонотонной форме кривых фототока. Для мезаструктуры  $a$  интерфейсный резонанс попадает в промежуток между первым и вторым штарковскими резонансами и поэтому проявляется в виде отдельной спектральной особенности как на расчетной кривой, так и в эксперименте (см. вставку на рис.1). При уменьшении ширины GaAs ям (зависимости  $b$  и  $c$ ) происходит сдвиг штарковских резонансов в сторону больших электрических полей. В результате для кривой  $c$  интерфейсный и второй штарковский резонансы сливаются в один широкий и мощный пик. В отсутствие интерфейсной потенциальной ямы и, соответственно, интерфейсного резонанса вероятность туннелирования электронов из  $p\text{-GaAs}$  в сверхрешетку резко падает (кривая  $d$  на рис.1).

Итак, в данной работе экспериментально и теоретически изучен эффект превращения квазидискретных резонансных уровней в виртуальные при изменении электрического поля в сверхрешетке AlAs/GaAs. Обнаружено интерфейсное состояние, возникающее на границе сверхрешетки с контактным слоем. Благодаря этому состоянию, увеличивается вероятность туннелирования фотоэлектронов из контакта в

сверхрешетку через уровни Ванье – Штарка и появляется возможность управления фазой электронных волн в контактной области с помощью изменения напряжения на структуре.

Авторы выражают благодарность А.С.Терехову за полезное обсуждение работы. Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19060), Федеральной целевой программы "Интеграция" (через Новосибирский государственный университет, проект 274) и научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 98-1102).

- 
1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1989.
  2. Л.Шифф, *Квантовая механика*, М.: ИЛ, 1957.
  3. G.H.Wannier, *Phys. Rev.* **117**, 432 (1960).
  4. E.E.Mendez, F.Agullo-Rueda, and J.M.Hong, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2426 (1988).
  5. H.Schneider, H.T.Grahn, K. von Klitzing, and K.Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2720 (1990).
  6. H.Nagasawa, K.Murayama, M.Yamaguchi et al., *Solid State Electron.* **40**, 245 (1996).
  7. H.Ohno, E.E.Mendez, J.A.Brum et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2555 (1990).
  8. I.Tamm, *Phys. Z. Sowjetunion* **1**, 733 (1932).
  9. N.T.Moshegov, L.V.Sokolov, A.I.Toropov et al., *Inst. Phys. Conf., Ser. №145: Chapter 2*, 97 (1996).
  10. В.Л.Альперович, Н.Т.Мошегов, В.В.Попов и др., *ФТТ* **39**, 2085 (1997).
  11. В.Л.Альперович, Н.Т.Мошегов, А.С.Терехов и др., *ФТТ* **41**, 159 (1999).
  12. V.A.Tkachenko, O.A.Tkachenko, G.L.Kotkin, and V.G.Tupitsin, *Physica* **B175**, 75 (1991).