

ТУННЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СТРУКТУРАХ С ДВУХСТУПЕНЧАТЫМ БАРЬЕРОМ

Ю.Н.Ханин, Е.Е.Вдовин, Ю.В.Дубровский, К.С.Новоселов, Т.Г.Андерссон*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская область, Россия*

** Department of Physics, Chalmers University of Technology and Goteborg University
S-412 96 Goteborg, Sweden*

Поступила в редакцию 5 февраля 1998 г.

После переработки 20 апреля 1998 г.

Исследовался электронный транспорт через асимметричную гетероструктуру с двухступенчатым барьером $N^+GaAs/N^-GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As/N^- \times GaAs/N^+GaAs$. В туннельном токе были обнаружены особенности, связанные с резонансным туннелированием как через уровень размерного квантования в треугольной квантовой яме, индуцированной внешним электрическим полем в области нижней ступени барьера (слой $Al_{0.03}Ga_{0.97}As$), так и через виртуальные уровни в двух квантовых псевдоямх различной ширины. Виртуальные уровни формировались над нижней ступенью или над одним из спейсеров (слоем N^-GaAs) вследствие интерференции электронов, в первом случае благодаря отражению от барьера $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ и скачка потенциала на интерфейсе $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/N^-GaAs$, во втором – от барьера $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ и перепада потенциала на переходе N^-GaAs/N^+GaAs , отражение от которого также является когерентным.

PACS: 73.40.-c, 78.66.Fd

Интерес к резонансному туннелированию в системах на основе полупроводниковых гетероструктур обусловлен возможностью использования этого физического явления в качестве инструмента для исследования широкого спектра квантомеханических процессов и объектов. В частности, резонансное туннелирование в гетеросистемах позволяет изучать энергетические спектры и природу состояний в квантовых объектах различной конфигурации и размерности (от квантовых ям до квантовых точек). Среди работ по резонансно-туннельной спектроскопии отметим эксперименты, в которых были зарегистрированы так называемые виртуальные состояния, образующиеся вследствие интерференции электронных волн, отражающихся с одной стороны от реальной потенциальной стенки, а с другой – от перепада потенциала, обладающего отличным от нуля коэффициентом отражения для электрона, пролетающего над ним. Системы такой конфигурации называют квантовыми псевдоямми [1] и, кроме упомянутого случая, реализованы в экспериментах по наблюдению надбарьерных резонансов в широких квантовых ямах [2] и резонансов при туннелировании в режиме Фаулера – Нордхейма [3]. В последнем случае асимметричная треугольная псевдояма формируется над туннельным барьером при приложении к нему внешнего электрического поля. Возможность формирования реальной треугольной квантовой ямы в области нижней по энергии ступени смещенного двухступенчатого потенциального барьера рассматривалась теоретически [4,5]. Для таких барьеров были выполнены расчеты вольт-амперных характеристик с учетом резонансного туннелирования через уровни размерного квантования в индуцированной электрическим полем квантовой яме. Экспериментальные исследования туннелирования электронов через гетероструктуры с двухступенчатым барьером, несколько

нам известно, до сих пор не проводились. Кроме того, следует отметить, что смещение двухступенчатого барьера в направлении, противоположном требуемому для образования треугольной квантовой ямы, должно привести к формированию трапециевидальной квантовой псевдоямы в области нижней ступени (см. область 4 на рис.1 б), что не принималось во внимание в [4,5]. Таким образом, система с двухступенчатым потенциальным барьером дает возможность для исследования как состояний в индуцированной треугольной квантовой яме, так и виртуальных уровней в квантовой псевдояме.

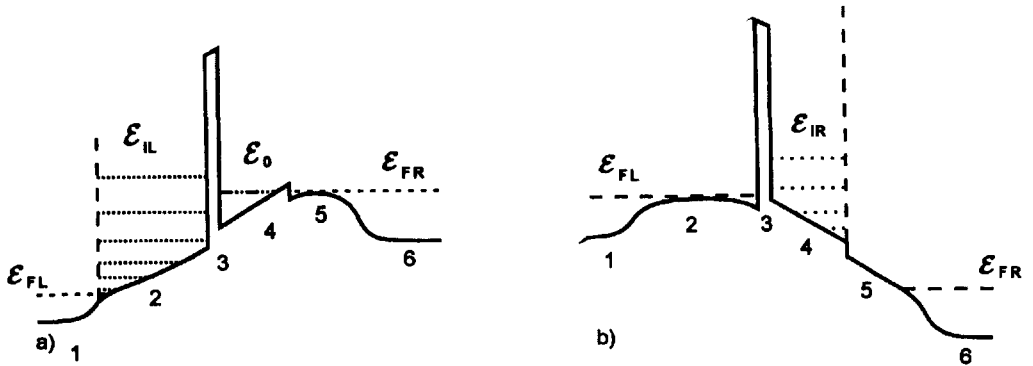


Рис.1. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры со ступенчатым барьером а) при отрицательном смещении, б) при положительном смещении; ϵ_F – энергия Ферми в 3D берегах, ϵ_0 – уровень размерного квантования в индуцированной электрическим полем треугольной яме, ϵ_{iL} и ϵ_{iR} – уровни размерного квантования в псевдоямах. Цифрами 1–6 обозначены различные слои структуры, описание которых приведено в тексте

В настоящей работе экспериментально исследовалось туннелирование электронов в асимметричной GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs гетероструктуре с двухступенчатым барьером, образованным двумя слоями Al_xGa_{1-x}As с различным содержанием Al и спейсерами (то есть слоями слаболегированного N⁻GaAs) (рис.1). При этом были зарегистрированы особенности в туннельном токе, обусловленные резонансным туннелированием через уровень размерного квантования в индуцированной треугольной квантовой яме (ϵ_0 на рис.1 а) и через виртуальные уровни (ϵ_{iL} и ϵ_{iR} на рис.1 а и 1 б, соответственно) в двух квантовых псевдоямах различной ширины, одна из которых образуется в области нижней ступени барьера, как описано выше, вторая – в области "длинного" спейсера, вследствие отражения от границы GaAs N⁻/GaAs N⁺ [1].

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированной N⁺-GaAs подложке и имели следующую последовательность слоев: буфер – N⁺ – GaAs $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ – толщина 500 Å (область 1 на рис.1), спейсер – $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ N⁻-GaAs – 500 Å и нелегированный GaAs – 100 Å (область 2 на рис.1), барьер – нелегированный Al_{0.4}Ga_{0.6}As – 50 Å (область 3 на рис.1) и нелегированный Al_{0.03}Ga_{0.97}As – 300 Å (область 4 на рис.1), спейсер – $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ N⁻-GaAs – 300 Å (область 5 на рис.1), контактный слой – $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ N⁺-GaAs – 250 Å (область 6 на рис.1). В качестве легирующей примеси использовался кремний. Омические контакты изготавливались напылением с последующим термическим отжигом системы Ni-Ge-Au. Для создания меза-структуры диаметром 100 мкм была использована стандартная технология химического травления.

Измерения зависимостей дифференциального сопротивления dV/dI и второй, d^2V/dI^2 , производной тока от напряжения смещения проводились с помощью модуляционной методики при температуре 4.2 К.

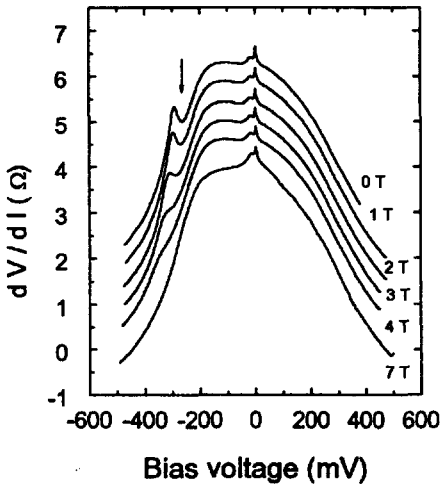


Рис.2. Зависимость дифференциального сопротивления структуры от напряжения смещения V в магнитном поле, перпендикулярном току: $B \perp J$. Параметр – величина магнитного поля. Кривые при $B > 0$ смещены произвольно вниз в вертикальном направлении. Стрелкой отмечено положение резонанса

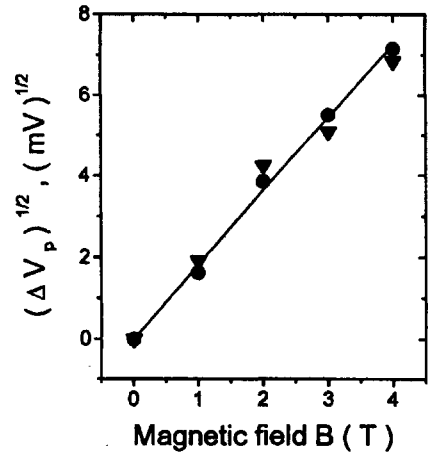


Рис.3. Зависимость $(\Delta V_p)^{1/2}$ от перпендикулярного току магнитного поля, где ΔV_p – смещение положения минимума дифференциального сопротивления (кружки) и минимума второй производной тока по напряжению $\partial^2 I / \partial V^2$ (треугольники) относительно их положения в отсутствие магнитного поля

На рис.2 представлена экспериментальная зависимость дифференциального сопротивления от напряжения смещения и ее эволюция в перпендикулярном току магнитном поле. Область вблизи нулевого напряжения смещения, где наблюдается нулевая аномалия, в данной работе не обсуждается. В отсутствие магнитного поля при напряжении $V_b = -260$ мВ на этой зависимости наблюдается особенность (минимум сопротивления), соответствующая резонансному туннелированию через уровень размерного квантования в треугольной квантовой яме, образующейся в области нижней ступени барьера при приложении к нему отрицательного напряжения. Положение этой особенности совпадает с расчетным значением напряжения смещения, при котором энергия уровня размерного квантования ϵ_0 в индуцированной треугольной яме сравнивается с энергией Ферми ϵ_F в правом контакте (см. рис.1 а). При расчете учитывалось распределение потенциала вдоль гетероструктуры с той лишь оговоркой, что электрическое поле в барьере полагалось постоянным. Как видно из рис.2, приложение перпендикулярного току магнитного поля подавляет минимум сопротивления и смещает его в сторону больших напряжений, что и должно наблюдаться при туннелировании через двумерное состояние в квантовой яме вследствие изменения поперечного момента импульса на величину eBl при туннелировании из-за силы Лоренца [6], где l – эффективное расстояние, на котором при туннелировании действует вектор-потенциал магнитного поля. Как было показано [7],

$$\alpha \Delta V_p = m^* \omega_c^2 l^2 / e,$$

где ΔV_p – смещение положения резонанса в магнитном поле, m^* – эффективная масса, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, $\alpha = 0.31$ – коэффициент, учитывающий распределение падения напряжения на структуре.

Из наклона прямой на рис.3 мы получаем $l \sim 27.7$ нм, что соответствует расчетному расстоянию от двумерного газа в аккумуляционном слое возле гетерограницы GaAs/Al_{0.03}Ga_{0.97}As до "центра тяжести" волновой функции в треугольной яме в резонансе при $B = 0$. Таким образом, поведение резонанса в перпендикулярном току магнитном поле подтверждает, что нами наблюдается резонансное туннелирование через уровень в треугольной яме, образованной над нижней ступенькой барьера.

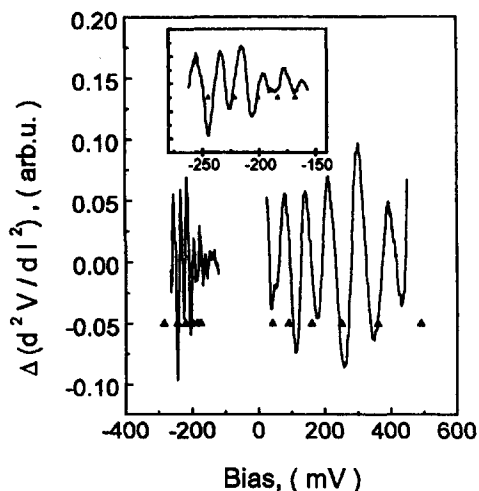


Рис.4. Зависимость второй производной тока по напряжению $\delta^2 I / \delta V^2$, за вычетом монотонной составляющей, от напряжения смещения V . Треугольниками показаны результаты расчета положений порогов туннелирования (см. текст). На вставке показаны резонансы при отрицательном смещении

Рис.4 представляет экспериментальную зависимость осциллирующей компоненты второй производной напряжения по току $\Delta(d^2V/dI^2)$ от напряжения смещения в отсутствие магнитного поля при $T = 4.2$ К. При этом "частота" (или средний период в рассматриваемом интервале напряжений смещения) этих аperiодических осцилляций значительно различается в области положительных и отрицательных напряжений смещения. Мы полагаем, что эти осцилляции вызваны резонансным туннелированием электронов через виртуальные состояния в квантовых псевдо-домах, образованных при отрицательном напряжении стенкой верхней ступени барьера ($N^-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$) и перепадом потенциала дна зоны проводимости в области N^-GaAs / N^+GaAs (область 2 на рис.1а), а при положительном – стенкой верхней ступени ($Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As$) и разрывом потенциала на гетеропереходе $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs$ (область 4 на рис.1б). Порог туннелирования через уровень ϵ_i в квантовой яме определяется равенством $\epsilon_F = \epsilon_i$ и соответствует минимуму экспериментальной зависимости d^2V/dI^2 [8]. Расчет напряжений, отвечающих порогу туннелирования для квантовых ям с бесконечными стенками шириной 300 Å и 600 Å, выполнен нами, как в [9], в предположении постоянства коэффициента распределения напряжения на структуре (то есть отношения падения напряжения на всей структуре к падению напряжения на ширине квантовой ямы) и его результаты представлены на рис.4. Некоторое расхождение между расчетными и эксперимен-

тальными положениями резонансов объясняется прежде всего тем, что коэффициент распределения в реальной структуре является функцией напряжения смещения.

Следует отметить, что при анализе туннелирования через уровень в треугольной квантовой яме нами проводилось сравнение расчетного напряжения порога туннелирования как с минимумом дифференциального сопротивления, так и с минимумом d^2V/dI^2 (см. рис.3). Однако, в силу большей наглядности, в статье приводится лишь экспериментальная зависимость дифференциального сопротивления от напряжения смещения и ее эволюция в перпендикулярном току магнитном поле.

Вклад в общий ток резонансной составляющей при туннелировании через электронные состояния в обеих квантовых псевдоямах составлял $\sim 0.5\%$, при этом близость амплитуд осцилляций, связанных с отражением от плавного перепада потенциала границы N^-GaAs / N^+GaAs и от разрыва потенциала $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs$ может объясняться неоднородностью нижней ступени барьера и естественным, вследствие этого, уширением соответствующих резонансов. Величина этого эффекта совпадает с наблюдавшимся ранее при изучении и анализе туннелирования через виртуальные состояния в аналогичной гетероструктуре с обычным одиночным (неступенчатым) барьером [1]. Поведение аперiodических осцилляций в магнитном поле соответствует наблюдавшемуся ранее [1,6] и подтверждает двумерную природу состояний, через которые происходит туннелирование.

Следует отметить отсутствие в области отрицательных напряжений смещения резонансов, соответствующих интерференционным состояниям вследствие отражения от перехода N^-GaAs / N^+GaAs . Это можно объяснить естественным уменьшением вероятности конструктивной интерференции на длине квантовой ямы в случае, если ее дно имеет значительную немонотонность (разрыв потенциала). Оценки показали, что величина отвечающего таким состояниям эффекта лежит ниже предела чувствительности нашей аппаратуры.

В заключение подчеркнем, что полученное соответствие положений осцилляций туннельного тока расчетным значениям порогов туннелирования для квантовых ям различной ширины, величина эффекта и поведение экспериментальных особенностей в магнитном поле позволяют нам утверждать, что эти осцилляции вызваны резонансным туннелированием через виртуальные состояния в квантовых псевдоямах, формирующиеся благодаря отражению электронов не только от резкого перепада потенциала, но и от плавного перехода N^-GaAs/N^+GaAs .

Таким образом, в данной работе наблюдалась особенность, соответствующая резонансному туннелированию через уровень размерного квантования в треугольной яме, образующейся при приложении напряжения смещения над нижней ступенью барьера ($Al_{0.03}Ga_{0.97}As$), и осцилляции тока в зависимости от приложенного напряжения, которые связаны с туннелированием через виртуальные уровни в псевдоямах, расположенных справа и слева от верхней ступени барьера ($Al_{0.4}Ga_{0.6}As$).

Авторы выражают благодарность профессору В.А.Тулину и С.В.Морозову за плодотворные обсуждения и интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ГНТП "Физика твердотельных наноструктур" (97-1057), "Статистическая физика" (V.3) и "Поверхностные атомные структуры" (97-3.19), а также РФФИ (95-02-06310), ИНТАС-РФФИ (95-0849) и CRDF (RC1-220).

2. A.F.J.Levi, R.J.Spah, and J.H.English, *Phys. Rev.* **B36**, 9402 (1987).
3. T.W.Hickmott, *Phys. Rev.* **B40**, 11683 (1989).
4. P.A.Shulz and C.E.T.Gonsalves da Silva, *Appl. Ph. Lett.* **52**, 960 (1988).
5. M. Di Ventura, G.Papp, C.Coluzza, and A. Baldereschi, *22rd International Conference on the Physics of Semiconductor*, Vancouver, Canada, August 15-19, 1994, p.1600.
6. M.Helm, F.M.Peeters, P.England et al., *Phys. Rev.* **B39**, 3427 (1989).
7. P.Gueret, C.Rossel, E.Marclay, and H.Meier, *J. Appl. Phys.* **66**, 278 (1989).
8. M.Tsuchiya and H. Sakaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 1164 (1991).
9. Yu.V.Dubrovskii, I.A.Larkin, V.V.Vdovin, and Yu.N.Khanin, *23rd International Conference on the Physics of Semiconductor*, Berlin, Germany, July 21-26, 1996, p.2387.