

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПЕРЕХОДА N^-/N^+ В GaAsЕ.Е.Вдовин, Ю.В.Дубровский, И.А.Ларкин, Ю.Н.Ханин, Т.Г.Андерссон*¹⁾Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия* Department of Physics, Chalmers University of Technology and Göteborg University
S-412 96 Göteborg, Sweden

Поступила в редакцию 17 февраля 1995 г.

Обнаружено резонансное туннелирование через виртуальные и гибридные магнетозлектрические состояния в широкой квантовой псевдоямке, ограниченной с одной стороны реальным гетеробарьером, а с другой – плавным перепадом потенциала дна зоны проводимости в области изменения концентрации легирующей примеси (переход $N^- - N^+$ в GaAs).

Исследования баллистического транспорта электронов в GaAs показали, что около 15% инжектированных через барьер электронов с энергией до 0,3эВ может преодолевать расстояния более 700 Å без столкновений и нарушения фазовой когерентности [1]. Как следствие, в гетероструктурах с широкой квантовой ямой (300–1000 Å), ограниченной двумя барьерами, наблюдался целый ряд разнообразных эффектов, связанных с интерференцией электронов [2–8]. Интерференционные эффекты наблюдались при электронном токе, перпендикулярном гетерослоям вследствие отражения электронов от разрывов потенциалов дна зоны проводимости. Такие разрывы потенциалов дна зоны проводимости получаются, в частности, подбором соответствующих комбинаций полупроводников A_3B_5 . В работах [2,3] экспериментально наблюдались осцилляции тока из-за туннелирования электронов через квантовые состояния в широкой яме. При этом ряд осцилляций относится авторами к туннелированию через виртуальные состояния, то есть надбарьерные энергетические уровни. Большое количество экспериментальных эффектов было обнаружено при приложении к структурам магнитного поля, перпендикулярного току. В работе [4] в сильном магнитном поле $B \perp J$ порядка 11 Тл наблюдалось появление новой серии осцилляций в токе, связанной с гибридными состояниями в квантовой яме в скрещенных электрическом и магнитном полях. Дальнейшее изучение транспорта электронов в скрещенных полях в широких квантовых ямах [5–7] привело к обнаружению осцилляций различного типа, вызванных туннелированием через гибридные магнетозлектрические состояния, и их физической классификации ("прыгающие", "проходящие квантовую яму", объемные орбиты). Логичным продолжением предыдущих исследований явилась работа [8], посвященная изучению энергетического спектра электронных состояний в трапециальной потенциальной яме в присутствии наклонного магнитного поля. При изменении угла наклона магнитного поля относительно туннельного тока наблюдались различные серии резонансов, которые связываются авторами с неустойчивыми замкнутыми орбитами внутри хаотической динамической системы.

В нашей работе мы изучали туннельные резонансы в широкой квантовой псевдоямке, ограниченной с одной стороны реальным гетеробарьером, а

¹⁾ T.G.Andersson.

с другой – плавным перепадом потенциала дна зоны проводимости (рис.1). В отсутствие магнитного поля наблюдались аperiодические осцилляции тока в зависимости от приложенного напряжения, которые мы связываем с резонансным туннелированием через виртуальные квантовые уровни в псевдоюме. Приложение перпендикулярного току магнитного поля приводило к подавлению этих осцилляций и появлению новой серии осцилляций тока из-за туннелирования через гибридные магнетоэлектрические состояния в квантовой псевдоюме. Качественное отличие нашей ситуации от всех перечисленных выше экспериментов заключается в отсутствии одного из гетеробарьеров, ограничивающих яму, функции которого берет на себя плавный перепад потенциала дна зоны проводимости на границе изменения концентрации легирующей примеси. При этом коэффициент отражения R от такого перепада потенциала оказался достаточным для экспериментального наблюдения интерференции электронов в псевдоюме.

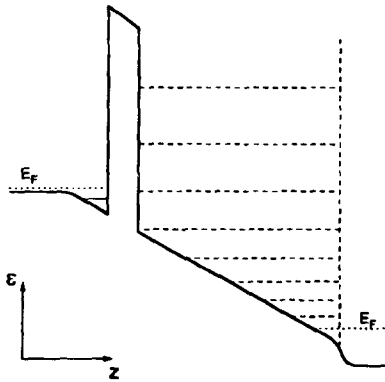


Рис.1

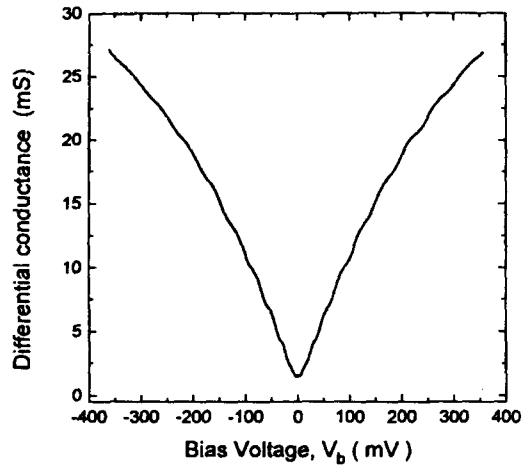


Рис.2

Рис.1. Схематическая зонная диаграмма экспериментального образца при смещении V_b

Рис.2. Зависимость дифференциальной проводимости dI/dV_b от напряжения смещения V_b при $V = 0$ Тл и $T = 4,2$ К

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированной N^+ -GaAs подложке и имели следующую последовательность слоев: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} N^+$ -GaAs – толщина 4000 Å; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} N^-$ -GaAs – 500 Å; нелегированный GaAs – 100 Å; нелегированный AlAs – 35 Å; нелегированный GaAs – 100 Å; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} N^-$ -GaAs – 500 Å; $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} N^+$ -GaAs – 4000 Å. 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.

Рис.2 представляет зависимость дифференциальной проводимости dI/dV_b от напряжения смещения в отсутствие магнитного поля при $T = 4,2$ К. В наблюдаемом интервале напряжений смещения – V_b явно видны 8 резонансов (минимумов на зависимости dI/dV_b от V_b), соответствующих резонансному туннелированию через 8 нижних уровней в квантовой псевдоюме.

На рис.3 приведена вторая производная тока по напряжению $\partial^2 I / \partial V_b^2$ при различных значениях магнитного поля $B \perp J$. Среднее расстояние между резонансами в отсутствие магнитного поля $\Delta V_b \approx 45$ мВ совпадает с аналогичными величинами в работах [2-4, 9] с учетом поправок на ширину квантовой ямы и эффективную массу электрона, а амплитуда на два-три порядка меньше. Резонансная структура ослабевает и слабо смещается в сторону больших напряжений с ростом магнитного поля вплоть до $B \sim 3,5$ Тл, что наблюдалось ранее [4] и объяснено изменениями поперечного момента импульса на величину eBd , где d – толщина барьера, при туннелировании из-за силы Лоренца. Отметим, что подавление амплитуды резонансов в нашем случае нельзя отнести на счет уменьшения общего тока вследствие магнетосопротивления. Этот факт подтвержден непосредственными измерениями. По достижении магнитным полем величины $B \sim 4$ Тл на второй производной начинает проявляться новая осцилляционная структура в области малых напряжений, которая также смещается в сторону больших напряжений при увеличении магнитного поля. Такие осцилляции традиционно связывают с гибридными магнетоэлектрическими состояниями в квантовой яме [5]. Отметим, что приложение магнитного поля, параллельного току, только незначительно увеличивало амплитуду резонансов относительно нулевого магнитного поля. Это также наблюдалось ранее в двухбарьерных структурах с широкой квантовой ямой [2] и было объяснено ослаблением рассеяния в яме за счет уменьшения числа конечных состояний, в которые рассеяние может произойти.

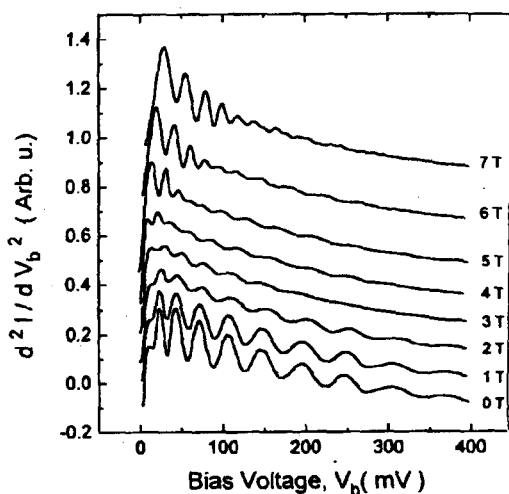


Рис.3

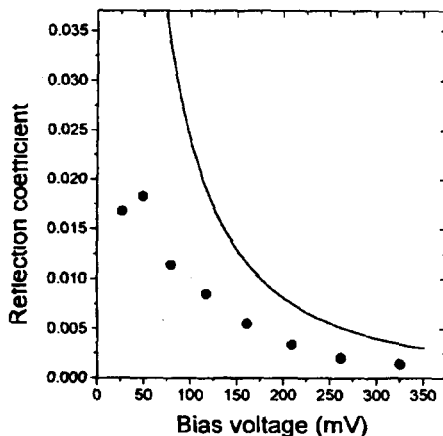


Рис.4

Рис.3. Зависимость второй производной тока $\partial^2 I / \partial V_b^2$ от напряжения смещения V_b в магнитном поле, перпендикулярном току $B \perp J$. Параметр – величина магнитного поля. Кривые смещены произвольно в вертикальном направлении

Рис.4. Расчетная зависимость коэффициента отражения R на резкой ступеньке высотой 87 мВ (сплошная кривая) и экспериментальные значения относительного увеличения тока в резонансах, приравненных к коэффициенту отражения, от напряжения смещения V_b .

Как уже отмечалось выше, основное отличие нашей структуры состоит в фактическом отсутствии одного из потенциальных барьеров, ограничивающих

квантовую яму. Его роль в данном случае выполняет перепад потенциала дна зоны проводимости на границе изменения концентрации легирующей примеси, имеющий коэффициент отражения от 3% до 0,3% в интересующем нас интервале энергий. На рис.4 непрерывной линией изображена расчетная зависимость коэффициента отражения на резкой ступеньке высотой 87 мВ (совпадающей с перепадом потенциала в нашей структуре) от величины энергии налетающего электрона, в предположении, что его энергия совпадает с приложенным к структуре внешним напряжением. Из теории резонансного туннелирования [10] следует, что для системы, состоящей из квантовой ямы и двух ограничивающих ее барьеров с сильно различающимися прозрачностями, величина вклада в общий ток его резонансной составляющей $\Delta I/I$ должна быть равна коэффициенту отражения R от наиболее прозрачного барьера (перепада потенциала в нашем случае). Экспериментальные значения относительного изменения тока в резонансах от приложенного напряжения представлены на рис.4. При этом расхождение с расчетной кривой легко объяснимо плавностью перепада потенциала в реальной структуре, которая приводит к уменьшению коэффициента отражения на величину порядка $\exp(-\Delta W/\lambda)$ [11], где ΔW – длина изменения потенциала, λ – длина волны электрона.

Мы полагаем, что сопоставление наших экспериментальных данных с результатами измерений в широких квантовых ямах [2–9] и хорошее совпадение измеренного коэффициента отражения с теоретическими оценками подтверждают предположение о том, что наблюдаемые нами осцилляции тока связаны с резонансным туннелированием через виртуальные состояния в квантовой псевдоямке, ограниченной с одной стороны гетеробарьером, а с другой – плавным перепадом потенциала дна зоны проводимости.

Таким образом, в данной работе наблюдалось резонансное туннелирование через виртуальные и гибридные магнетозлектрические состояния в квантовой псевдоямке. При этом зарегистрированные электронные интерференционные эффекты обнаружены благодаря отражению от границы изменения концентрации легирующей примеси $N^- - N^+$ в GaAs.

Авторы выражают благодарность профессору В.А.Тулину за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке ГНТП "Физика твердотельных наноструктур", проект 1-021.

-
1. M.Heiblum, I.M.Anderson, and C.M.Knoedler, Appl. Phys. Lett. **49**, 207 (1986).
 2. A.F.J.Levi, R.J.Spah, and J.H.English, Phys. Rev. B **36**, 9402 (1987).
 3. R.C.Potter and A.A.Lakhani, Appl. Phys. Lett. **52**, 1349 (1988).
 4. M.Helm, F.M.Peeters, P.England et al., Phys. Rev. B **39**, 3427 (1989).
 5. M.L.Leadbeater, E.S.Alves, L.Eaves et al., J. Phys.: Condens. Matter. **1**, 4865 (1989).
 6. N.Miura, K.Yamada, N.Kamata et al., Superlat. Microstr. **9**, 527 (1991).
 7. K.P.Martin, S.Ben Amor, J.J.L.Rascol et al., Appl. Phys. Lett. **56**, 1772 (1990).
 8. T.M.Fromhold, L.Eaves, F.W.Sheard et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2608 (1994).
 9. E.S.Alves, M.L.Leadbeater, L.Eaves et al., Sol. State Electr. **32**, 1627 (1989).
 10. B.Ricco and M.Ya.Azbel, Phys. Rev. B **29**, 1970 (1984).
 11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, М.: Изд. АН СССР, 1963, стр.214.