

©1995 г.

ПОПЕРЕЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

*А.Е.Беляев, С.А.Витусевич, Р.В.Конакова,
Л.Н.Кравченко*, И.Ю.Ильин†*

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252028, Киев, Украина

*НИИМЭ, Зеленоград, Россия

†НИИ «Сатурн» Киев, Украина

(Получена 21 июня 1994 г. Принята к печати 26 июля 1994 г.)

Проведено исследование условий формирования аккумуляционного слоя в двухбарьерных туннельно-резонансных структурах в зависимости от параметров структуры и приложенного напряжения. Показано, что в тонких структурах (с толщиной барьеров и ямы менее 6 нм) туннельно-резонансный ток обусловлен в основном квазибаллистическим пролетом электронов через структуру при совпадении энергии электрона, налетающего на эмиттерный барьер, с уровнями размерного квантования в яме. Накопление заряда в квантовой яме и связанная с ним токовая бистабильность возникают только при туннелировании электронов, термализованных на уровне размерного квантования в аккумуляционном слое.

Исследования нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ) двухбарьерных квантовых туннельно-резонансных структур (ТРС) стимулированы пионерскими работами Йоргансена [1], Тсу и Усаки [2], в которых была показана возможность реализации N -образной ВАХ в результате квантово-механического туннелирования электронов через размерно-квантованные уровни в потенциальной яме, образованной между двумя барьерами. Перспективы практического использования данного эффекта явились генератором огромного количества исследований, большая часть из которых была сфокусирована на поиске путей улучшения двух критических параметров, полностью характеризующих работоспособность приборов: плотность пикового тока I_p и отношение величин токов пик/долина I_p/I_v . Один из путей был связан с выбором оптимального эмиттерного контакта. В этом направлении считается перспективным наряду с инжектором, состоящим из сверхрешетки (3–5 периодов) [3,4], составной инжектор типа $n^+ - n$ [5]. С одной стороны, использование нелегированного слоя

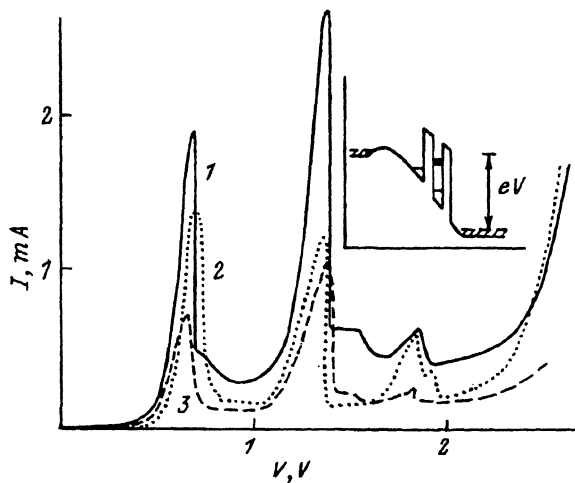
(спейсера) приносит определенные преимущества. Этот слой позволяет, например, уменьшить емкость структуры, избежать диффузии легирующей примеси через гетерограницы, подавить влияние дальнедействующего кулоновского потенциала на процессы туннелирования, что, в целом, существенно улучшает параметры приборов. С другой стороны, относительно тонкий спейсер может оказывать существенное влияние на транспортные свойства инжектора [6]. Действительно, наличие слабо легированной (или нелегированной) области, примыкающей к эмиттерному контакту, приводит к образованию аккумуляционного слоя при приложении напряжения. Роль этого слоя особенно заметна в резонансном режиме, когда через структуру течет большой баллистический ток и аккумуляционный слой образуется в результате динамического равновесия между электронами, выходящими из баллистического режима и, следовательно, термализующимися на размерно-квантованном уровне в треугольной потенциальной яме, и электронами, покидающими этот уровень активационным путем. Поскольку аккумуляционный слой формируется и рассеивается значительно медленнее по сравнению со временем туннелирования, в целом его роль в динамике резонансного туннелирования негативна. Проблема повышения рабочих частот приборов на основе ТРС до сих пор полностью не решена и требуются дальнейшие исследования как для детального изучения процессов туннелирования, так и для разработки методов борьбы с вышеупомянутым нежелательным эффектом. Одним из шагов в этом направлении является данная работа, в которой основное внимание уделено изучению роли аккумуляционного слоя в формировании туннельного тока, а также в возникновении токовой бистабильности в ТРС с тонкими барьерами.

В работе проведено исследование резонансно-туннельного переноса заряда в двухбарьерных квантовых гетероструктурах AlAs-GaAs-AlAs с различными типами эмиттерных контактов, а именно с эмиттерами n^+ и n^+-n . Такая ситуация была реализована при прямом и обратном смещении в асимметричной структуре, состоявшей из слоев (подложка $n^+-\text{GaAs}$, 1 мм)–($n^+-\text{GaAs}$, 100 нм, $N_{\text{Si}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$)–(спейсер $n-\text{GaAs}$, $\simeq 100$ нм)–(нелегированный AlAs , 2 нм)–(нелегированный GaAs , 4 нм)–(нелегированный AlAs , 2 нм)–($n^+-\text{GaAs}$, 100 нм, $N_{\text{Si}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$). ТРС изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке МВЕ-1000 фирмы «Riber». Структуры, используемые для измерений, формировались в виде меза-структур с площадью верхнего контакта 256 мкм² [2]. Второй контакт формировался на нижнем n^+ -слое. Омические контакты изготавливались нанесением AuNiGe -слоя с последующим вжиганием в течение 45 с при температуре подложки 400° С в атмосфере водорода.

Измерения ВАХ проводились в квазистатическом режиме (импульсы напряжения длительностью 10 мкс со скважностью 10 мкс) при температурах (4.2–300) К. Туннельный ток измерялся по падению напряжения на нагрузочном сопротивлении, величина которого варьировалась в пределах (1–20) Ом (форма ВАХ при этом не претерпевала заметных изменений). Типичные ВАХ, полученные при прямом и обратном смещении, представлены на рис. 1 и 2. Под прямым смещением подразумевается случай, когда потенциал верхнего контакта выше потенциала нижнего контакта, для обратного смещения — наоборот. Таким

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики двухбарьерной структуры при прямом напряжении смещения, измеренные при 4.2 К на одиночной мезе (1) и соединенных параллельно четырех (2) и шести (3) одиночных мезах. Гистерезис в области ОДП не указан.

На вставке — потенциальный профиль структуры при прямом смещении для одного из напряжений между вторым и третьим пиком.



образом, при прямом смещении туннелирование электронов происходит со стороны инжектора со спейсером, в то время как при обратном смещении — из слоя с трехмерным вырожденным газом. Первый и второй уровни размерного квантования в яме для данной ТРС расположены на 181 и 680 мэВ выше дна Γ -зоны соответственно. При расчете положения уровней в квантовой яме мы принимали высоту барьера V равной 1 эВ и эффективную массу GaAs $m = 0.067m_0$. Оценки падения напряжения по структуре позволяют предположить, что первый и второй пики как для прямого, так и для обратного смещения обусловлены совпадением энергии электрона, налетающего на эмиттерный барьер, с первым и вторым уровнями в квантовой яме. При прямом смещении на ВАХ наблюдается также третий пик, природа которого будет обсуждаться далее.

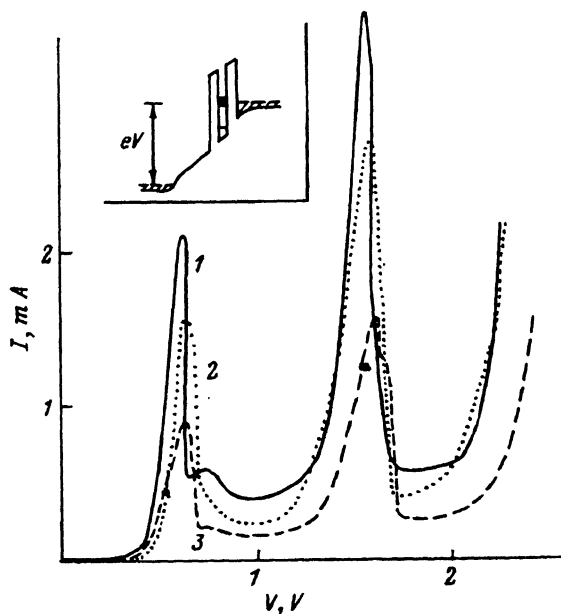


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики двухбарьерной структуры при обратном напряжении смещения, измеренные при 4.2 К. Обозначения те же, что и на рис. 1.

На вставке — потенциальный профиль структуры при обратном смещении для напряжения, соответствующего второму резонансному пику.

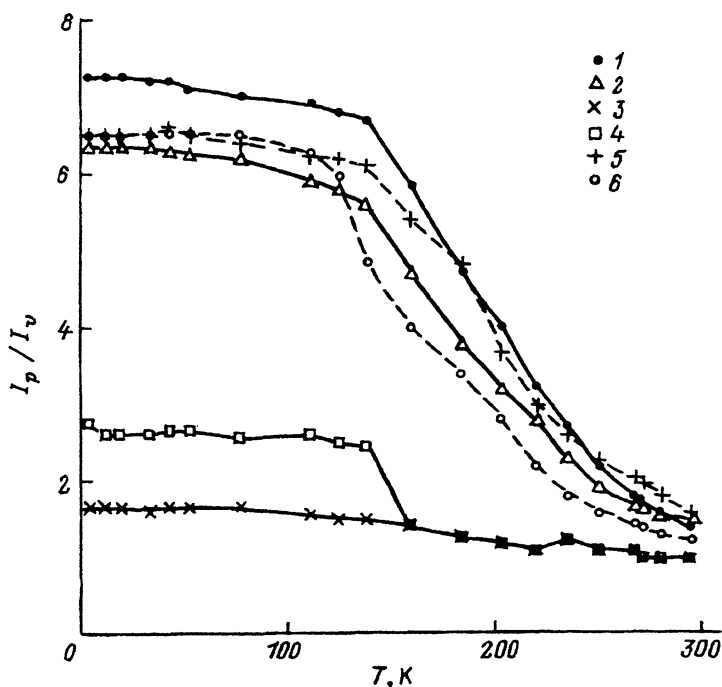


Рис. 3. Зависимость отношения I_p/I_v от температуры при инжектировании из n^+ - n -эмиттера (1-4) и n^+ -эмиттера (5,6). Резонансные пики: 1,5 — первый, 2,6 — второй, 3,4 — третий.

Детальный анализ формы пиков и температурной зависимости туннельного тока обнаруживает целый ряд особенностей. Отношение токов пик/долина I_p/I_v слабо зависит от типа эмиттера, но проявляет сильную зависимость от температуры, что хорошо видно на рис. 3. Величина I_p/I_v равная приблизительно 2 при комнатной температуре резко возрастает при охлаждении и уже при $T = 140$ К достигает 7. Следует отметить, что практически те же значения получаются для второго резонансного пика. Необычной оказывается также температурная зависимость положения пиков, представленная на рис. 4. Для первого пика как при прямом, так и обратном смещении она отсутствует. Для второго пика наблюдается смещение в сторону больших напряжений при снижении температуры до 140 К, а затем при понижении температуры до 4.2 К напряжение смещения остается практически постоянным. В то же время третий пик монотонно смещается в сторону больших напряжений вплоть до гелиевых температур. Кроме того, при прямом смещении в области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) наблюдается гистерезис. Эффект хорошо наблюдается для второго и третьего пиков, как видно из рис. 5, но практически отсутствует для первого пика. При обратном смещении гистерезис не наблюдается.

Рассмотрим подробнее факторы, которые обуславливают появление гистерезиса в области ОДП. Хотя вопрос о существовании внутренней бистабильности, т.е. вызванной накоплением заряда в квантовой яме, является решенным [7], но фактическое наблюдение этого эффекта, особенно в симметричных структурах, находится под сомне-

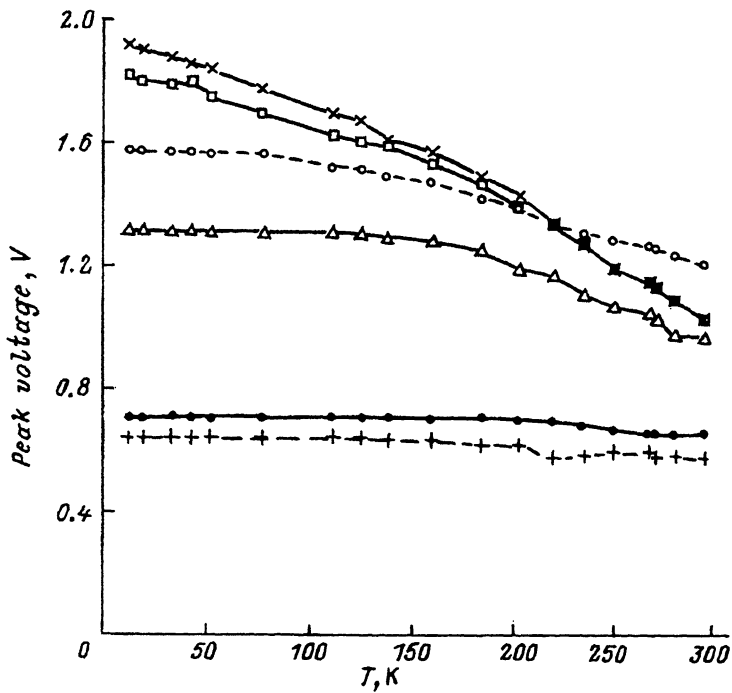


Рис. 4. Температурная зависимость положения резонансных пиков при прямом (сплошные линии) и обратном (пунктирные линии) смещении. Обозначения те же, что и на рис. 3.

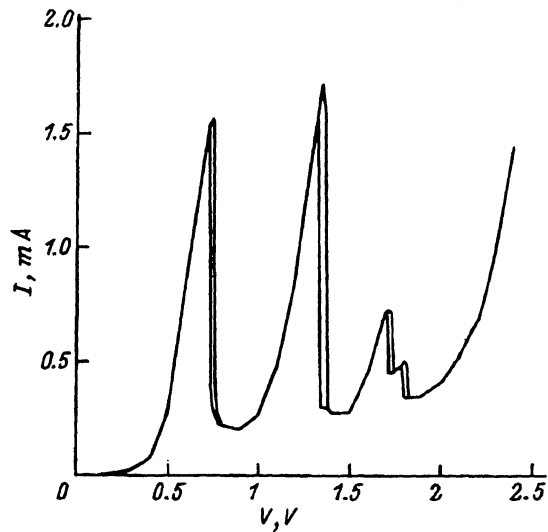


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика соединенных параллельно четырех одиночных мез при прямом смещении, измеренная при 4.2 К.

нием, поскольку имеются факторы, связанные с параметрами внешней цепи, которые также могут приводить к возникновению бистабильности. Ряд работ был выполнен с целью показать какова роль внешних или внутренних факторов, вызывающих бистабильность [8-10]. Используемый в данной работе подход, по нашему мнению, позволяет решить эту задачу однозначно. Для этой цели мы использовали начальное условие, когда структура и внешняя цепь удовлетворяет условию стабильности системы, содержащей нелинейный элемент:

$$|R_d| > r > L/|R_d|C,$$

где R_d , L , C — дифференциальное сопротивление структуры, индуктивность и емкость эквивалентной цепи соответственно, r — сумма активных сопротивлений контактов, источника питания, нагрузки и подводных проводов. Измерения, проведенные на одиночной мезе, удовлетворяют данному условию. В дальнейшем мы использовали параллельное соединение мез. При этом левая часть неравенства выполнялась, так как вид измеряемых вольт-амперных характеристик не изменялся с изменением сопротивления нагрузки в диапазоне от 1 до 20 Ом, а бистабильность на ВАХ наблюдалась лишь при одной полярности напряжения. Правая часть неравенства при параллельном соединении мез только усиливалась. Таким образом, данный прием позволяет, практически не изменяя параметры внешней цепи, варьировать параметры структуры. На рис. 5 представлена вольт-амперная характеристика четырех параллельно соединенных мез. В области отрицательного дифференциального сопротивления наблюдается гистерезис, ширина петли которого $\Delta V \simeq 50$ мВ для второго пика. Для этого же пика на одиночной мезе $\Delta V \simeq 20$ мВ, а для шести параллельно подключенных мез $\Delta V \simeq 80$ мВ. Кроме того, как следует из рис. 1 и 2, параллельное соединение не влияет на положение пика, плотность пикового и долинного токов уменьшается. В то же время при обратном смещении гистерезис не наблюдается независимо от количества соединенных мез. Отсечка на плече, появляющемся у резонансных пиков со стороны больших напряжений, также происходит при одном и том же смещении. Таким образом, параллельное соединение не приводит к зависимости от параметров внешней цепи. К примеру, увеличение индуктивности в эквивалентной цепи существенно модифицирует резонансную кривую [8]. Положение пика смещается в сторону меньших напряжений, петля гистерезиса усиливается, появляется плечо со стороны больших напряжений, протяженность которого увеличивается с ростом индуктивности. Подключение дополнительной емкости [9] или активного сопротивления [10], как и изменение сопротивления контактов и подводных проводов [11], также приводят к значительным изменениям вида ВАХ, что совершенно отсутствует в нашем случае. Сказанное выше позволяет заключить, что в исследуемой структуре проявляется бистабильность, которая носит внутренний характер, т.е. обусловлена накоплением заряда в квантовой яме. При этом решающую роль играет механизм туннелирования электронов через структуру, во многом определяемый, как будет показано далее, типом эмиттерного контакта.

Действительно, положение первого резонансного пика как при прямом, так и при обратном напряжении смещения практически не изменяется с повышением температуры от 4.2 до 300 К, что свидетельствует об отсутствии перераспределения напряжения по структуре в этом

температурном интервале. В этом случае накопление заряда, очевидно, не происходит, что подтверждается отсутствием гистерезиса в области ОДП. Эффектами Г-Х-переноса в исследуемых структурах можно пренебречь, поскольку для тонких барьеров ($d < 3$ нм) прямое туннелирование Г-электронов является доминирующим [12]. Время жизни электрона на первом уровне ($\tau_1 \approx 0.4$ пс) меньше характерного времени взаимодействия с LO -фононами ($\tau_{ph} \approx 1$ пс), что обеспечивает квазибаллистический пролет носителей через структуру. Равенство значений I_p/I_v при различных полярностях приложенного напряжения говорит о слабо выраженном аккумуляционном слое. Лишь малая доля носителей, термализованных на размерно-квантованном уровне, в случае эмиттера со спейсером дает вклад в появление плеча с правой стороны резонансного пика.

Температурный сдвиг второго пика при прямом смещении можно было бы объяснить накоплением заряда в яме вследствие межуровневого перехода электрона при рассеянии аналогично тому, как предлагают авторы [13]. Однако, с одной стороны, сравнение времени жизни электрона на втором уровне ($\tau_2 \approx 0.02$ пс) с τ_{ph} указывает на малую вероятность такого процесса. С другой стороны, подобная температурная зависимость наблюдается для второго резонансного пика при обратном смещении, когда нет явных проявлений эффекта накопления заряда — отсутствует гистерезис в области ОДП. Кроме того, сдвиг положения пика наблюдается только в области достаточно высоких ($T > 100$ К) температур. Поэтому логичнее предположить, что и в этом случае основной вклад в туннельный ток дают электроны, пролетающие через структуру квазибаллистически, а смещение пика обусловлено вкладом электронов, термоактивированных из эмиттера в коллектор надбарьерно. Различие между значениями I_p/I_v для разных полярностей приложенного напряжения, особенно при $T < 50$ К, становится более заметным, гистерезис достаточно хорошо выражен. Если учесть тот факт, что при этих же температурах при прямом смещении наблюдается третий пик с заметной бистабильностью в области ОДП, то становится очевидной роль аккумуляционного слоя с достаточно большой концентрацией носителей, термализованных на уровне размерного квантования, в накоплении заряда в квантовой яме.

Обращает на себя внимание наличие на ВАХ тонкой двухбарьерной ТРС нескольких резонансных пиков с практически одинаковыми значениями пиковых токов I_p , что дает хорошие перспективы для практического использования таких структур в устройствах с многократным количеством стабильных рабочих точек. Определение предельных частот в аналогичных структурах будет предметом дальнейшей работы.

Таким образом, в работе показано, что в тонких ТРС туннельно-резонансный ток обусловлен в основном квазибаллистическим пролетом электронов через структуру при совпадении энергии электрона, налетающего на эмиттерный барьер, с уровнями размерного квантования в яме. Накопление заряда в квантовой яме и связанная с ним токовая бистабильность возникают только при туннелировании электронов, термализованных на уровне размерного квантования в аккумуляционном слое.

Работа частично финансировалась Государственным комитетом по науке и технике Украины по проектам 2.2/11 и 7.01.05/141.

Список литературы

- [1] Л.В. Иогансен. ЖЭТФ, **47**, 270 (1964).
- [2] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [3] O.H. Hughes et al. J. Vac. Sci. Techn. B, **6**, 1161 (1988).
- [4] S. Muto, T. Inata, H. Ohnishi, N. Yokoyama, S. Hiyamizu. Japan J. Appl. Phys., **25**, L577 (1986).
- [5] P.C. Harness, R.E. Pritchard, B. Khamsephour, W.S. Truscott, K.E. Singer. J. Appl. Phys., **71**, 3019 (1992).
- [6] И.Н. Долманов, В.И. Рыжий, В.И. Толстихин. ФТП, **24**, 1574 (1990).
- [7] F.W. Sheard, G.A. Toombs. Appl. Phys. Lett., **52**, 1228 (1988).
- [8] C.Y. Belhadj, K.P. Martin, S. Ben Amor, J.J. L. Rascol, R.J. Higgins. Appl. Phys. Lett., **57**, 58 (1990).
- [9] V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. Phys. Rev. Lett., **58**, 1256 (1987).
- [10] T.J. Foster et al. Phys. Rev. B, **39**, 6205 (1989).
- [11] А.С. Игнатъев, А.В. Каменев, В.Б. Копылов, Г.З. Немцев, Д.В. Посвянский. ФТП, **27**, 769 (1993).
- [12] D. Landheer, H.C. Liu, M. Buchanan, R. Stoner. Appl. Phys. Lett., **54**, 1784 (1989).
- [13] M.L. Leadbeater et al. Superlatt. Microstruct., **6**, 59 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

A transverse electron transport in tunneling-resonance structures with two-dimensional charge carriers

A.E. Belyaev, S.A. Vitusevich, R.V. Konakova, L.N. Kravchenko,
I.Yu. Plyn†*

Institute of Semiconductor Physics, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, the Ukraine

*Scientific-Research Institute of Microelectronics, Zelenograd, Russia

†«Saturn» Scientific-Research Institute, Kiev, the Ukraine
