

©1995 г.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ОДИНОЧНЫМ БАРЬЕРОМ И СИММЕТРИЧНЫМИ СПЕЙСЕРАМИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Т.Г.Андерсон, Ю.В.Дубровский, И.А.Ларкин,
С.В.Морозов, Ю.Н.Ханин*

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

*Физический факультет Чалмерского технологического университета,
S-41296 Гетеборг, Швеция

(Получена 12 октября 1994 г. Принята к печати 25 октября 1994 г.)

В гетероструктурах GaAs/AlAs/GaAs с одиночным барьером AlAs толщиной 50, 35 и 25 Å и слабо легированными спейсерами толщиной ≈ 600 Å по обе стороны барьера экспериментально обнаружены осцилляции туннельного тока с периодом, обратно пропорциональным напряженности продольного магнитного поля B . В этих структурах при приложении внешнего напряжения смещения на эмиттерной стороне барьера формируется двумерный ($2D$) обогащенный слой. Анализ экспериментальных данных показал, что из периода осцилляций нельзя определить концентрацию $2D$ электронов, а только полное число $2D$ состояний в обогащенном слое, расположенных ниже уровня Ферми объема эмиттера.

1. Введение

Хорошо известно, что при туннелировании электронов в гетероструктурах с одиночным барьером могут наблюдаться осцилляции туннельного тока в магнитном поле B , направленном перпендикулярно гетерогранице, с периодом, пропорциональным $1/B$ [1-4]. Осцилляции наблюдаются, когда область эмиттера вблизи барьера слабо легирована (спейсер), и связаны с квантованием Ландау двухмерного ($2D$) электронного газа в обогащенном слое, сформированном вблизи гетерограницы при приложении внешнего смещения к структуре.

В [1-4] исследования проводились на структурах n^+ -GaAs/ n^- -GaAs/Al_xGa_{1-x}As/ n^+ -GaAs, а также n^+ -(InGa)As/ n^- -(InGa)As/InP/ n^+ -(InGa)As. Подчеркнем, что толщина n^- -слоя между барьером и контактным n^+ -слоем с концентрацией электронов $n^+ \approx 10^{18}$ см⁻³ в этих

структурах составляла 1 мкм. Толщина барьеров — от 160 до 500 Å. Наиболее полный теоретический анализ наблюдавшихся осцилляций представлен в работе [5]. Было показано, что осцилляции тока возникают из-за модуляции в магнитном поле концентрации $2D$ электронов N_s и положения уровня двумерной подзоны относительно уровня Ферми в объеме эмиттера. Положение уровня подзоны, концентрация и туннельный ток рассчитывались самосогласованно. При этом предполагалось, что туннелируют только $2D$ электроны, которые мгновенно замещаются в обогащенном слое диффузионным потоком электронов из объема. Уровень Ферми μ_e на эмиттерной стороне барьера считался постоянным. Из расчетов следовало, что, так же как и в случае осцилляций Шубникова-де-Гааза, из периода осцилляций можно определить концентрацию N_s . Кроме того, осцилляции туннельного тока должны иметь явно выраженную треугольную форму, что совпадало с экспериментом.

В туннельных гетероструктурах при толщине спейсера в несколько сотен Å обычно эмиттер считается двумерным, так как вблизи гетерограницы при приложении внешнего смещения образуется обогащенный слой [6]. Если прозрачность основного барьера сравнима по величине с прозрачностью области спейсера (например, сформированы более тонкие барьеры и спейсеры, чем в работах [1-4]), то сделанное в работе [5] предположение о постоянстве уровня Ферми μ_e может не выполняться и часть приложенного внешнего напряжения будет падать на области эмиттерного спейсера.

В настоящей работе экспериментально исследовалось туннелирование электронов в однобарьерных гетероструктурах GaAs/AlAs/GaAs с относительно тонкими спейсерами, 600 Å. В этих структурах можно было ожидать реализации ситуации, отличной от ранее рассмотренной в модели [5]. В образцах наблюдаются осцилляции туннельного тока в магнитном поле с периодом $\propto 1/B_{\perp}$, где B_{\perp} — компонента магнитного поля, перпендикулярная гетерогранице. Ряд экспериментальных фактов указывает на то, что из периода осцилляций нельзя определить концентрацию N_s , а можно только полное число $2D$ состояний в интервале энергий $(\mu_e - E_0)$, где μ_e — уровень Ферми в объеме эмиттера, а E_0 — энергия основного состояния $2D$ электронов в обогащенном слое.

2. Эксперимент

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs (100), легированных Si ($N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Они состоят из следующих слоев в порядке роста: n^- -GaAs (концентрация кремния $N_{\text{Si}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), толщина 500 Å; нелегированный i -GaAs, 100 Å; i -AlAs, (50, 35, 25 Å); i -GaAs, 100 Å; n^- -GaAs ($N_{\text{Si}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), 500 Å; n^+ -GaAs ($N_{\text{Si}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), 4000 Å. Для изготовления омических контактов металлизация (AuGe/Ni/Au) осуществлялась термическим напылением металла на верхний слой n^+ -GaAs. Межа-структура диаметром 80 мкм изготавливалась с помощью химического травления через контактную металлическую маску. Другой омический контакт изготавливался на обратной стороне подложки вжиганием In. Оми-

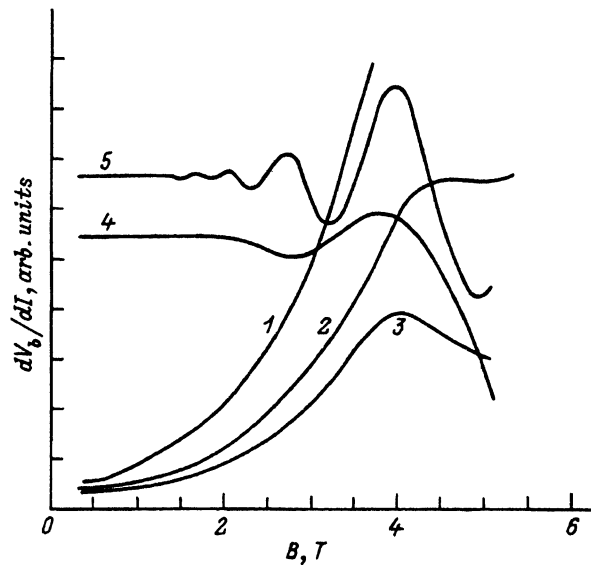


Рис. 1. Экспериментальные зависимости дифференциального сопротивления $\partial V_b/\partial I$ от нормального к границе барьера магнитного поля B_{\perp} для напряжения смещения на структуре V_b , мВ: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 25, 4 — 30, 5 — 150.

ческие контакты с сопротивлением $10^{-5} \div 10^{-6}$ Ом · см² были получены при стандартном режиме отжига (400 °С, 2 мин, атмосфера N₂).

На рис. 1 приведены зависимости дифференциального сопротивления от компоненты магнитного поля B_{\perp} , $\partial V_b/\partial I = f(B_{\perp})$, полученные для разных значений напряжения смещения на структуре (V_b) при 4.2 К. Измерения проводились с помощью техники lock-in. Отметим следующие особенности экспериментальных данных. При малых напряжениях, $V_b \leq 20$ мВ, наблюдается только монотонное магнитосопротивление. Осцилляции с периодом $\propto 1/B_{\perp}$ возникают при $V_b \approx 25$ мВ. Период осцилляций зависит только от нормальной к плоскости гетерограницы составляющей B . Амплитуда осцилляций не превышает 1% от полного дифференциального сопротивления структуры. Монотонное магнитосопротивление исчезает одновременно с появлением осцилляций.

На рис. 2 приведены зависимости $\mu_e - E_0 = f(V_b)$ для образца с толщиной барьера 50 Å, полученные из измерений периодов осцилляций при разных V_b . В случае термодинамического равновесия в эмиттере энергия Ферми двумерного электронного газа $\mu_{2D} = \mu_e - E_0$. Причины, по которым мы используем величину $\mu_e - E_0$ для представления наших результатов, будут обсуждены далее. Здесь же (рис. 2) приведены расчетные значения $\mu_e - E_0 = \mu_{2D} = f(V_b)$, полученные самосогласованным решением уравнения Пуассона в приближении Томаса-Ферми [7]. Область эмиттера шириной 100 Å, прилегающая к основному барьеру, рассматривалась как двумерный электронный слой с постоянной плотностью состояний. В расчете предполагалось, что $\mu_e = \text{const}$ везде вплоть до барьера. На рис. 2 видно существенное превышение экспериментальных данных над расчетными.

Аналогичные результаты были получены для образцов с толщиной барьера 35 Å. Однако при больших смещениях, $V_b \geq 600$ мВ, амплитуда осцилляций падала и они исчезали в шумах. Для образцов с толщи-

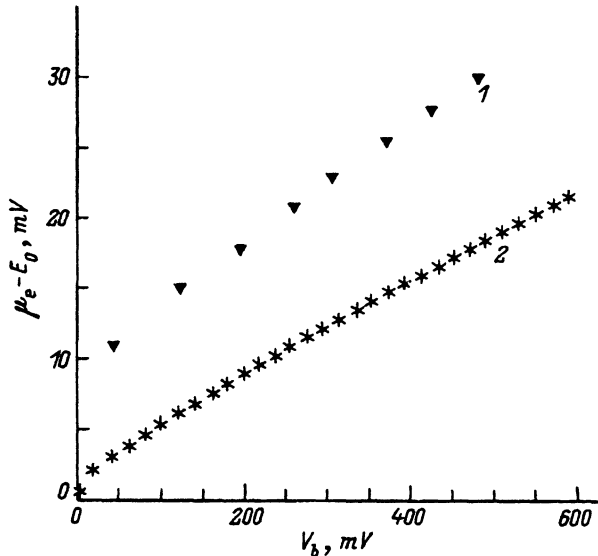


Рис. 2. Зависимости $\mu_e - E_0 = f(V_b)$ для образца с толщиной барьера 50 \AA , полученные из измеренных периодов осцилляций при разных V_b (1) и из расчета (2).

ной барьера 25 \AA осцилляции были слабо выражены и нам не удалось определить для них экспериментальные зависимости $(\mu_e - E_0) = f(V_b)$.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Наши образцы отличаются от исследовавшихся в работах [1-4] более тонкими спейсерами и более тонкими барьерами. Как отмечалось выше, применимость модели [5] в структурах со спейсером ограничивается случаем, когда диффузионный ток электронов через спейсер существенно превышает туннельный ток из обогащенного слоя. Если это не так, то часть внешнего напряжения падает на области спейсера. Более того, в наших структурах время жизни τ_{esc} электронов в двумерном электронном газе, связанное с туннелированием через основной барьер, с уменьшением толщины барьера становится сравнимым и даже меньше времени релаксации на акустических фонах $\tau_{\text{ac}} \approx 10^{-10}$ с. Для барьеров толщиной $50, 35, 25 \text{ \AA}$ время жизни $\tau_{\text{esc}} \approx 10^{-7}, 10^{-9}, 10^{-11}$ с соответственно [8]. В последнем случае заселенность $2D$ состояний не будет равновесной.

Диаграмма зонной структуры для наших образцов по координате z показана на рис. 3. Очевидно, что в структурах с относительно тонкими спейсерами возможно туннелирование электронов из объема эмиттера на пустые состояния в обогащенном слое. Для оценок туннельной прозрачности области спейсера мы воспользовались результатами экспериментов [9], где было показано, что для случая низких и длинных барьеров прозрачность $T \propto \exp(-L\sqrt{\varphi})$, где L — длина, а φ — высота барьера. Оказалось, что в наших структурах при $\mu_e - E_0 \approx 10 \text{ мэВ}$ туннельные прозрачности сравнимы по величине. Кроме того, в работе [10] показано, что из-за наличия сил изображения вершина нелегированного спейсерного барьера на $1 \div 2 \text{ мэВ}$ выше уровня Ферми $2D$ электронов в случае термодинамического равновесия. Поэтому мы

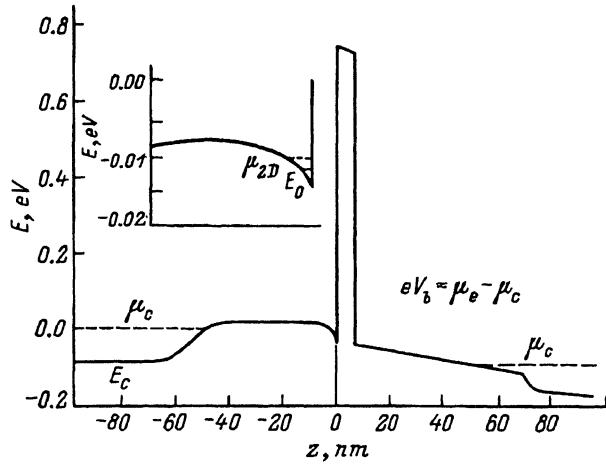


Рис. 3. Схематическая энергетическая диаграмма структур при приложении внешнего напряжения смещения. На вставке — прилегающая к барьеру область обогащенного слоя в увеличенном масштабе.

полагаем, что туннелирование через спейсерный барьер играет существенную роль в переносе электронов в наших структурах.

При туннелировании без рассеяния компонента импульса, параллельная гетерогранице, сохраняется. В этом случае для определения прозрачности барьеров их высота отсчитывается от положения основного состояния $2D$ электронов. Ток через область спейсера j_s в случае равновесной заселенности $2D$ состояний электронами есть $j_s \propto T_s N_{(\mu_e - \mu_{2D})}$, где T_s — прозрачность спейсерного барьера, а $N_{\mu_e - \mu_{2D}}$ — число пустых состояний в обогащенном слое. Ток через основной барьер $j_m \propto T_m N_s$, где T_m — прозрачность основного барьера. Так как амплитуда осцилляций тока не превышала 1% от полного тока в наших экспериментах, мы предполагаем, что T_s , T_m и $\mu_e - E_0$ не зависят от магнитного поля, а определяются только внешним смещением V_b . Тогда из условия непрерывности тока, $j_s = j_m$, получаем

$$\frac{N_{\mu_e - \mu_{2D}}}{N_s} = \frac{T_m}{T_s} \quad (1)$$

или

$$j_m = j_s \propto N_{\mu_e - E_0} \frac{T_m}{T_m + T_s}, \quad (2)$$

где $N_{\mu_e - E_0}$ — полное число $2D$ состояний в обогащенном слое. Из (2) следует, что ток будет осциллировать с периодом, определяемым изменением концентрации $2D$ состояний вблизи μ_e , а не μ_{2D} , и, следовательно, из периода осцилляций нельзя определить N_s или $\mu_{2D} - E_0$, а только $N_{\mu_e - E_0}$ или $\mu_e - E_0$.¹

Более строгое рассмотрение требует самосогласованного учета изменения распределения потенциала вдоль структуры с изменением N_s .

¹ Если $\tau_{\text{esc}} \leq \tau_{\text{ac}}$, то энергетическое распределение $2D$ электронов не будет равновесным. Концентрация электронов N_s примет некоторое стационарное значение. В этом случае нельзя ввести μ_{2D} . Однако ток через спейсерный барьер будет по-прежнему пропорционален числу пустых $2D$ состояний, соотношения (1) и (2) остаются справедливыми. В структуре с одиночным барьером реализуется резонансное туннелирование электронов через $2D$ состояния в обогащенном слое.

Так же, как и в модели [5], это приведет к поправкам, уменьшающим модуляцию N_s в магнитном поле. Однако останется неизменным основной вывод о том, что N_s будет отслеживать полное число $2D$ состояний в диапазоне $\mu_e - E_0$.

Если вершина спейсерного барьера расположена ниже уровня Ферми объема эмиттера μ_e , то $2D$ состояния могут заполняться электронами, проходящими над барьером, с последующей релаксацией на акустических фононах. В этом случае ток между объемом эмиттера и обогащенным слоем по-прежнему пропорционален плотности пустых $2D$ состояний. Оценка для спейсерного барьера, вершина которого находится на 1 мэВ ниже μ_e , показывает, что ток над барьером по порядку величины сравним с туннельным током. Следовательно, можно снова ввести T_s с учетом надбарьерного прохождения и вернуться к рассматриваемой выше модели.

Предложенная модель, по крайней мере, качественно объясняет различие между экспериментальными и расчетными значениями $\mu_e - E_0$ (рис. 2). С другой стороны, это различие можно было бы объяснить встроенным в барьер зарядом (например, из-за сегрегации примесей на гетерогранице). Аппроксимация экспериментальных данных к $V_b = 0$ дает величину встроенного заряда $N_{s0} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такая величина выглядит маловероятной. Встроенным зарядом нельзя также объяснить разный ход кривых на рис. 2. Амплитуда осцилляций в магнитном поле в наших образцах не зависит от знака внешнего смещения, что также свидетельствует об отсутствии преимущественной сегрегации примесей на границе основного барьера со стороны подложки, связанной с направлением роста структуры. Существенно меньший встроенный заряд, по-видимому, все же существует, и тогда можно объяснить наблюдаемую на опыте «нулевую» аномалию типа «пик проводимости» тем, что уже при нулевом смещении на структуре по обе стороны барьера сформированы обогащенные слои.

На наш взгляд, ряд других экспериментальных данных, полученных нами, указывает на неприменимость в нашей ситуации модели, предло-

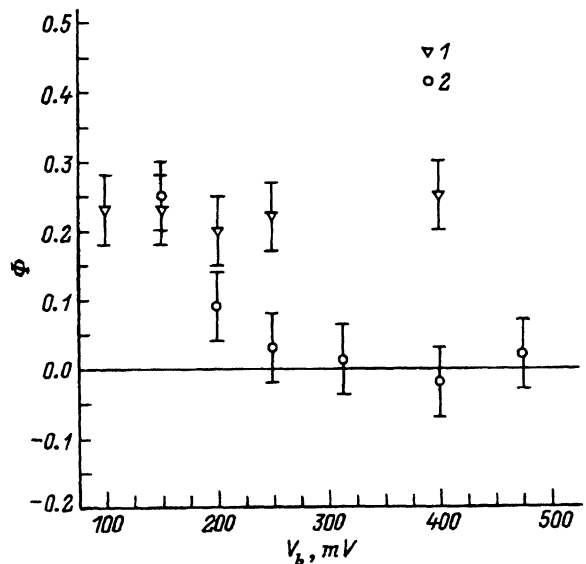


Рис. 4. Зависимость фазового фактора ϕ от внешнего напряжения смещения V_b для образцов с толщиной барьера 50 (1) и 35 (2) Å.

женной в работе [5], где показано, что положение минимума на зависимостях $\partial I/\partial V_b = f(B)$ определяется соотношением $B = B_f/(n + \phi)$, где B_f — фундаментальное магнитное поле, n — целое число, фазовый фактор $\phi = 0.1$. Если не учитывать перераспределение потенциала вдоль структуры в магнитном поле и считать, что осцилляции определяются только модуляцией N_s (в нашем случае модуляцией $N_{\mu_e - E_0}$), то $\phi = 0$. Оказалось, что для наших образцов с шириной барьера $L = 50 \text{ \AA}$ фазовый фактор $\phi \approx 0.25$. Наиболее интересный результат был получен для $L = 35 \text{ \AA}$ (рис. 4). Начиная с некоторого напряжения фазовый фактор ϕ становится равным нулю, что свидетельствует о малости поправок из-за перераспределения потенциала, а это возможно при уменьшении концентрации N_s и, как следствие, амплитуды осцилляций N_s . Концентрация уменьшается из-за изменения отношения прозрачностей барьеров с увеличением внешнего напряжения. Прозрачность области спейсера падает с увеличением глубины $2D$ ямы, а прозрачность основного барьера, как обычно, с напряжением растет. Начиная с некоторого значения N_s на эксперименте реализуется ситуация, когда $\phi = 0$. Для $L = 50 \text{ \AA}$ необходимые условия, по-видимому, не достигаются. К сожалению, мы не можем привести данных для $L = 25 \text{ \AA}$, так как в этих образцах из-за большой прозрачности основного барьера уровни Ландау уширяются и магнитоосцилляции не наблюдаются. Заметим, что в образцах с шириной барьера $L = 35 \text{ \AA}$ при напряжениях $V_b \geq 600 \text{ мВ}$ по этой же причине амплитуда осцилляций падает и они экспериментально не регистрируются.

Если предположить, что монотонное магнитосопротивление, наблюдаемое при $V_b \approx 0 \div 20 \text{ мВ}$ (рис. 1), связано с диффузионным током в области спейсера, то его исчезновение при $V_b \geq 25 \text{ мВ}$ можно связать с появлением туннельного канала и исчезновением или шунтированием диффузионного тока в области спейсера. Такое объяснение справедливо и при наличии встроенного заряда. Однако в последнем случае структура является весьма сложной и возможны другие объяснения исчезновения монотонного магнитосопротивления. Поэтому здесь необходимы дополнительные эксперименты в более широком диапазоне магнитных полей.

Таким образом, при измерениях на туннельных образцах, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs с толщиной барьера AlAs $L = 50, 35, 25 \text{ \AA}$ и толщиной спейсера $\approx 600 \text{ \AA}$, экспериментально наблюдались осцилляции туннельного тока с периодом $\propto 1/B_{\perp}$, где B_{\perp} — компонента магнитного поля, перпендикулярная гетерогранице. Анализ экспериментальных данных показал, что из периода осцилляций нельзя определить концентрацию $2D$ электронов, а только полное число $2D$ состояний в обогащенном слое на эмиттерной стороне барьера, расположенных ниже уровня Ферми объема эмиттера.

Список литературы

- [1] T.W. Hickmott. Phys. Rev. B, **32**, 6531 (1985).
- [2] E. Bockenhoff, K. Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. B, **38**, 10120 (1988).
- [3] P.S.S. Guimaraes, D.C. Taylor, B.R. Snell, L. Eaves, K.E. Singer, G. Hill, M.A. Pate, G.A. Toombs, F.W. Sheard. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, L605 (1985).
- [4] F.W. Sheard, L. Eaves, G.A. Toombs. Physica Scripta, **T19**, 179 (1987).
- [5] K.S. Chan, F.W. Sheard, G.A. Toombs et al. Superlatt. Microstr., **9**, 23 (1991).

- [6] E.S. Alves, M.L. Leadbeater, L. Eaves et al. *Superlatt. Microstr.*, **5**, 527 (1989).
- [7] A.R. Bonnefoi, D.H. Chow, T.C. McGill, *J. Appl. Phys.*, **62**, 3836 (1987).
- [8] P.Gueret, C. Rossel, E. Marclay, H. Meier. *J. Appl. Phys.*, **66**, 278 (1989).
- [9] P. Gueret, A. Baratoff, S. Bending et al. In: *High-Speed Electronics* ed. by B.Kallback, H. Beneking. *Springer Series in Electronics and Photonics* (1986) v. 22, p. 24.
- [10] A. Groshev, G. Schön. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2809 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Electron tunneling in heterostructures having a single barrier and symmetrical spacers in longitudinal magnetic field

T.G.Anderson, Yu.V.Dubrovsky, I.A.Larkin, S.V.Morozov, Yu.N.Khanin*

Institute of Problems of the Technology of Microelectronics and Highly Pure Materials,
Russian Academy of Science, 142432 Chernogolovka, Russia

*Chalmers Technological University, Physics Faculty, S-41296, Göteborg, Sweden

