

01;06.2;06.3

©1994

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛНОВОДАХ

В.И.Васильев, А.С.Тагер

Быстродействие электронных устройств определяется эффективностью методов управления электронными потоками. В обычных полупроводниковых приборах это управление осуществляется с помощью потенциальных барьеров, образованных $p-n$ переходами, контактами Шотки и др. В сверхбыстродействующих наноэлектронных приборах нового поколения, основанных на квантоворазмерных структурах с электронным газом пониженной размерности (т. н. $2D$ и $1D$ структурах), появляются новые возможности. При квазибаллистическом движении электронов такие структуры подобны электронным волноводам. Как будет показано ниже, распространением электронных волн в электронных волноводах можно эффективно управлять путем изменения размеров или формы их поперечного сечения, поскольку любая деформация поперечного сечения электронного волновода эквивалентна появлению в нем потенциального барьера или потенциальной ямы.

Рассмотрим баллистическое движение электрона вдоль оси z прямолинейного электронного волновода, ограниченного по периферии потенциальным барьером. В отсутствие продольного электрического поля стационарное решение уравнения Шредингера можно искать в виде:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi_{\perp}(x, y) \exp[-i(\omega t - \gamma z)]. \quad (1)$$

“Поперечная” волновая функция $\psi_{\perp}(x, y)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\Delta_{x,y} \psi_{\perp} + \beta^2 \psi_{\perp} = 0, \quad (2)$$

$$\beta^2 = k^2 - \gamma^2, \quad k^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (\varepsilon - V).$$

Здесь $\omega = \varepsilon/\hbar$, ε — полная, $V = V(x, y)$ — потенциальная энергия электрона, m^* — его эффективная масса, $2\pi\hbar$ — постоянная Планка. При достаточно толстых граничных барьерах спектр поперечных волновых чисел β содержит конечное число дискретных значений $\beta_{n,1}$ ($n, 1 = 1, 2, \dots, N, L$) для $1D$ структур и β_n ($n = 1, 2, \dots, N$) для $2D$ структур, зависящих от высоты периферийного барьера и поперечных

размеров волновода. Соответствующие им волновые функции $\psi_{n,1}$ определяют спектр электронных волн (волноводных мод):

$$\psi_{n,1} = \exp[-i(\omega t - \gamma_{n,1}z)] \psi_{\perp n,1}. \quad (3)$$

Каждая $(n, 1)$ -я волноводная мода описывает состояния электронов с фиксированной энергией поперечного движения:

$$V_{n,1}^* = \frac{\hbar^2}{2m^*} \beta_{n,1}^2. \quad (4)$$

и продольными постоянными распространения, равными при $V(x, y) = V = \text{const}$:

$$\gamma_{n,1} = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \cdot [\varepsilon - (V + V_{n,1}^*)]^{1/2}. \quad (5)$$

Без затухания вдоль волновода распространяются только низшие моды (с малыми $n, 1$), соответствующие электронам, с кинетической энергией $\varepsilon - V > V_{n,1}^*$. Эти электроны движутся вдоль волновода по зигзагообразным траекториям под углами $\alpha_{n,1} = \text{arctg}(\beta_{n,1}/\gamma_{n,1})$ к его оси. Высшие, экспоненциально затухающие вдоль оси z моды, возбуждаются на нерегулярных участках электронного волновода, им соответствуют электроны, рассеиваемые под углами, отличными от $\alpha_{n,1}$. В (5) $V_{n,1}^*$ входит аддитивно с внутренним потенциалом V , определяющим рельеф дна потенциальной ямы, образующей электронный волновод, и может быть назван "квазипотенциалом". Изменив форму или размеры поперечного сечения некоторого участка электронного волновода и, следовательно, значения $V_{n,1}^*$ на этом участке, можно ввести в волновод "квазипотенциальный" барьер (КПБ) или "квазипотенциальную" яму (КПЯ) и регулировать электронный транспорт.

Проиллюстрируем это на примере плоского $2D$ электронного волновода, ограниченного бесконечными потенциальными барьерами. Допустим, что в регулярный волновод I шириной a_1 включен участок II длиной l и шириной $a_2 \neq a_1$ (рис. 1). Потенциал V внутри волновода примем постоянным и равным нулю. Участок a_2 образует для n -й волноводной моды квазипотенциальный барьер (при $a_2 < a_1$) или квазипотенциальную яму (при $a_2 > a_1$) величиной $\Delta_n^* = \hbar^2 \pi^2 n^2 / 2m^* (1/a_2^2 - 1/a_1^2)$. Для определения коэффициента прохождения электронов T через участок II необходимо "сшить" волновые функции всех волноводных мод на его границах. Задача упрощается, если энергия электрона лежит в пределах $(V_1^*)_I < \varepsilon < (V_2^*)_I$, так что во входном

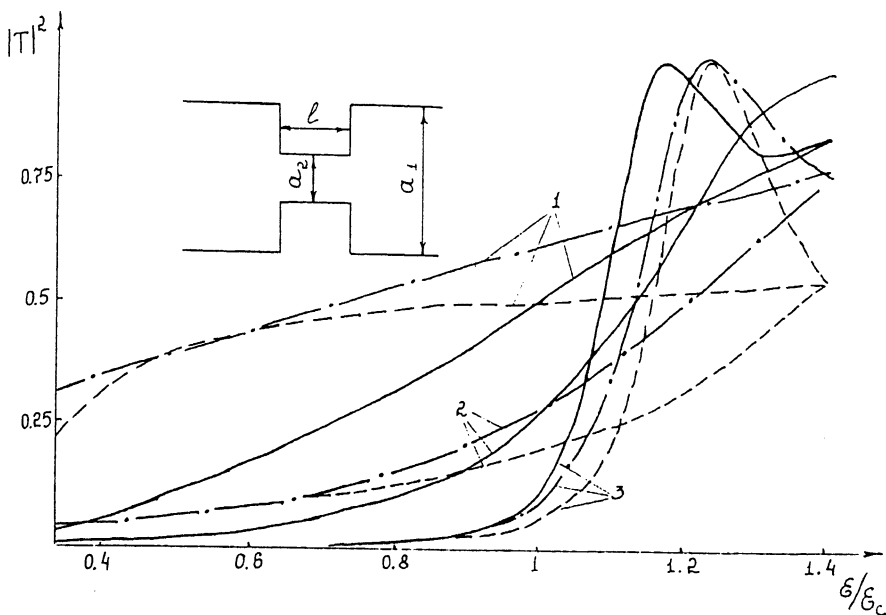


Рис. 1. Зависимость вероятности прохождения электронов через квазипотенциальный барьер в 2D электронном волноводе от энергии электронов ϵ и толщины барьера l .

Сплошные линии — точный расчет, штриховые — одномодовое приближение. Штрихпунктирные линии относятся к плоскому потенциальному барьеру высотой ΔV_1^* . l/a_2 : 1 — 1.1; 2 — 1.8; 3 — 3.

и выходном участках волновода может распространяться только одна низшая мода. В этом случае при пренебрежении возбуждением затухающих мод:

$$T = \frac{2 \exp(-i\gamma_2 l)}{2 \cos \gamma_2 l - i \left(\frac{\gamma_1 a_1}{\gamma_2 a_2} + \frac{\gamma_2 a_2}{\gamma_1 a_1} \right) \sin \gamma_2 l}, \quad (6)$$

где $\gamma_j = [k^2 - (\beta_1^2)_j]^{1/2}$ $j = I, II$. Формула (6) совпадает с известными выражениями для плоских потенциально-го барьера или потенциальной ямы [1], если положить в ней $a_2 = a_1$, $(\beta_1^2)_I = 0$, $(\beta_1^2)_{II} = 2m^* \Delta V_1^* / \hbar^2$. Рассчитанная в таком "одномодовом" приближении зависимость вероятности прохождения электрона через КПБ с $a_2/a_1 = 0.6$ от его энергии показана на рис. 1 штриховыми линиями. Штрихпунктирные линии соответствуют плоскому потенциальному барьеру. Специфику КПБ в электронных волноводах отражают показанные на рис. 1 сплошными линиями результаты численного расчета, выполненного по алгоритму, разработанному для линий передач электромагнитных

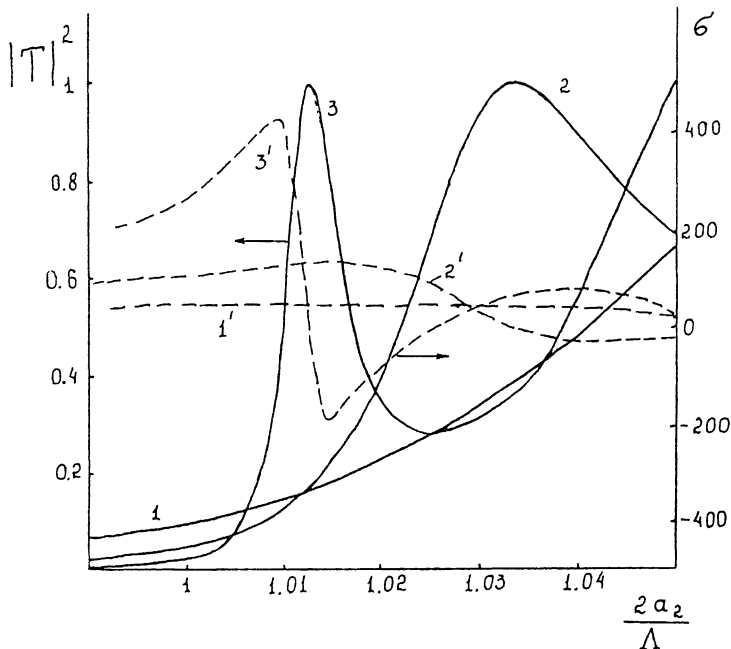


Рис. 2. Изменение вероятности прохождения электронов с энергией ϵ через квазипотенциальный барьер, образованный суженным участком $2D$ электронного волновода, при изменении ширины a_2 этого участка (сплошные линии). Штриховые линии — относительная крутизна $\sigma = l/\Lambda$:

1, 1' — 1.1; 2, 2' — 1.8; 3, 3' — 3. $\Lambda = \frac{\hbar}{(2m^* \epsilon)^{1/2}}$.

волн с учетом всех волноводных мод [2]. Видно, что рассеяние электронов на КПБ существенно влияет на вероятность их прохождения, значительно снижая, как правило, вероятность туннелирования и повышая вероятность надбарьерного прохождения. Однако в достаточно “толстых” барьерах при энергиях электронов, близких к критическому значению $\epsilon_c = \hbar^2(\beta_1^2)_{II}/2m^*$, рассеяние на КПБ не уменьшает, а увеличивает вероятность туннелирования.

Расширенный участок электронного волновода эквивалентен потенциальной яме. В одномодовом приближении вероятность прохождения электрона через КПЯ есть периодическая функция энергии электронов с резонансными максимумами $|T|_{\max}^2 = 1$ при $\gamma_2 l = n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$). Острота этих максимумов и перепад значений функции $|T(\gamma_2 l)|^2$ для КПЯ значительно больше, чем для плоской квантовой ямы [1], поскольку они зависят не только от глубины ямы, но и от отношения a_2/a_1 , возрастаая с увеличением этого от-

ношения. Рассеяние электронов на КПЯ снижает высоту резонансного пика $|T|_{\max}^2$ и увеличивает его ширину.

Рис. 2 иллюстрирует эффективность управления потоком электронов путем изменения ширины суженного участка электронного волновода. Видно, что при $\varepsilon \approx \varepsilon_c$ крутизна $\sigma = d(\ln|T|^2)/d(\ln a_2)$ может достигать значительных величин, тем больших, чем больше длина l КПБ. Рассеяние электронов на КПБ и расширение их энергетического спектра снижает эффективность КПБ как управляющего элемента.

Экспериментальная апробация рассмотренных эффектов может быть выполнена на гетероструктурном транзисторе типа НЕМТ с нанометровой ($\lesssim 50$ нм) длиной затвора. Изменение напряжения на затворе U_g ведет к изменению ширины $2D$ канала под затвором, при положительном смещении канал сужается, образуя для электронов, движущихся вдоль канала, КПБ. В отличие от обычного НЕМТ с "длинным" затвором, снижение тока в таком "нанометровом" транзисторе происходит не только при отрицательном, но и при положительном смещении на затворе. Значения крутизны транзистора $G_m = dJ/dU_g$ в последнем режиме можно оценить по данным рис. 2, учитывая, что

$$G_m = \eta J / U_g \cdot \frac{d \ln |T|^2}{d \ln a_2},$$

где согласно [3]

$$\eta = \frac{\ln a_2}{\ln U_g} \approx 0.5,$$

а черта означает усреднение по энергии электронов.

Итак, в квантоворазмерных гетероструктурах пониженной размерности можно эффективно управлять продольным баллистическим транспортом электронов путем локальной деформации поперечного сечения проводящих каналов (электронных волноводов), сопровождающейся образованием на пути электронного потока квазипотенциальных барьеров или ям. Расчет прохождения электронов через электронный волновод, содержащий КПБ и КПЯ, требует учета возбуждения на этих неоднородностях высших волноводных мод.

Авторы признательны Н.И.Юсуповой и И.В.Беляевой за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 94-02-04449.

Список литературы

- [1] Бом Д. Квантовая теория. М.: Наука, 1965. 727 с.
- [2] Васильев В.И., Самогин Г.С., Троицкая Л.А. // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1989. В. 9. С. 79-80.
- [3] Кальфа А.А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 468-471.

Поступило в Редакцию
31 мая 1994 г.
