

©1994 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ РЕЗОНАНСНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ В ДВУХБАРЬЕРНЫХ КВАНТОВЫХ СТРУКТУРАХ

М.М.Врубель, В.М.Борздов

Белорусский государственный университет,

220050, Минск, Беларусь

(Получена 24 ноября 1993 г. Принята к печати 16 апреля 1994 г.)

Обсуждается возможность увеличения коэффициента резонансного прохождения под действием электрического поля в асимметричных двухбарьерных наноструктурах. Рассмотрено влияние асимметрии барьеров на вольт-амперные характеристики двухбарьерных структур.

Как известно, коэффициент резонансного прохождения (максимум на зависимости коэффициента прохождения D от энергии E) через структуру, составленную из двух одинаковых барьеров, уменьшается под действием электрического поля (см., например, [1]). Цель настоящей работы состоит в том, чтобы рассмотреть двухбарьерные структуры, для которых значение коэффициента резонансного прохождения D_R повышается в электрическом поле.

Будем решать уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2 d^2 \psi(z)}{2mdz^2} - [E - |e|Sz - V(z)]\psi(z) = 0, \quad (1)$$

где $\psi(z)$ — волновая функция, m — эффективная масса, e — заряд, E — энергия электрона, S — напряженность электрического поля, $V(z)$ — потенциал типа:

$$V(z) = \begin{cases} |e|S(L_W/2 + L_R), & z > L_W/2 + L_R, \\ |e|Sz + V_R, & L_W/2 < z < L_W/2 + L_R, \\ |e|Sz, & -L_W/2 < z < L_W/2, \\ |e|Sz + V_L, & -L_L - L_W/2 < z < -L_W/2, \\ |e|S(-L_W/2 - L_L), & z < -L_W/2 - L_L. \end{cases} \quad (2)$$

В (2) L_R, L_L — ширины правого и левого барьеров, V_R, V_L — высоты правого и левого барьеров соответственно, L_W — расстояние между барьерами (ширина ямы).

Считаем, что коэффициент при падающей волне — единичный. Решение уравнения Шредингера с потенциалом (2) для частицы, движущейся справа налево, имеет вид

$$\psi(z) = \begin{cases} \exp(-ik_R z) + c \exp(ik_R z), & z > L_W/2 + L_R, \\ a_R \text{Ai}(Z) + b_R \text{Bi}(Z), & L_W/2 < z < L_W/2 + L_R, \\ a \text{Ai}(Z) + b \text{Bi}(Z), & -L_W/2 < z < L_W/2, \\ a_L \text{Ai}(Z) + b_L \text{Bi}(Z), & -L_L - L_W/2 < z < -L_W/2, \\ d \exp(-ik_L z), & z < -L_W/2 - L_L, \end{cases} \quad (3)$$

где $a, b, a_R, b_R, a_L, b_L, c, d$ — не зависящие от z коэффициенты, $k_L = \{2m[E + |e|S(L_W/2 + L_L)/\hbar^2]\}^{1/2}$, $k_R = \{2m[E - |e|S(L_W/2 + L_R)/\hbar^2]\}^{1/2}$, $\text{Ai}(Z)$ и $\text{Bi}(Z)$ — функции Эйри с $Z = -[2m/(e\hbar S)^2]^{1/3} [E - V(z)]^{2/3}$. Если частица движется слева направо, то меняется вид решения только в областях за пределами структуры, и тогда $\psi(z) = \exp(ik_L z) + c \exp(-ik_L z)$ для $z < -L_W/2 - L_L$ и $\psi(z) = d \exp(ik_R z)$ для $z > -L_W/2 + L_R$. Мы будем рассматривать частицу, идущую из области с более высокой потенциальной энергией, для $S > 0$ — справа налево и для $S < 0$ — слева направо. Коэффициент прохождения $D = dd^*k_L/k_R$ для $S > 0$ и $D = dd^*k_R/k_L$ для $S < 0$. Значение амплитуды прошедшей волны d , как и всех остальных коэффициентов в (3), определяется из условий непрерывности волновой функции и ее первой производной на границах разделов. D_R — максимум на зависимости $D(E)$ (рассматриваем самый низкий по энергии резонанс).

Введем следующие нормированные величины: $\hat{z} = z/L_W$, $\hat{L}_{R,L} = L_{R,L}/L_W$, $\hat{V} = V/E_0$, $\hat{E} = E/E_0$, $\hat{S} = |e|SL_W/E_0$, где $E_0 = (\hbar\pi/L_W)^2/2m$ — энергия первого уровня размерного квантования бесконечно глубокой ямы ширины L_W . Например, при $L_W = 30 \text{ \AA}$, $m = 0.45m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) значению $\hat{S} = 0.1$ соответствует напряженность электрического поля $S = 30.75 \text{ кВ/см}$.

Рассмотрим структуру, в которой $V_L > V_R$ при $S \geq 0$. Коэффициент резонансного прохождения в этом случае растет с ростом поля, достигает максимума и затем уменьшается. Значение S , при котором D_R максимально, тем больше, чем больше соотношение V_L/V_R при одинаковых V_L (рис. 1, а). Подобное явление наблюдается в структурах с барьерами одинаковой высоты, но разной ширины, если $L_L > L_R$ и $S > 0$ (рис. 1, б).

Максимум резонансного прохождения наблюдается в случаях максимальной симметрии плотности вероятности $|\psi(z)|^2$ относительно геометрического центра структуры [в нашем случае относительно $z_0 = (L_R - L_L)/2$]. Если $L_R \neq L_L$, то геометрический центр структуры не совпадает с центром ямы. В симметричной двухбарьерной структуре симметрия плотности вероятности относительно центра струк-

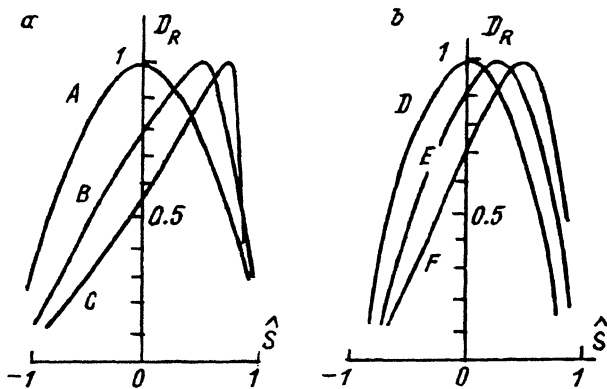


Рис. 1. Зависимость резонансного коэффициента прохождения D_R от нормированной напряженности приложенного к системе электрического поля \hat{S} :
 а — $\hat{L}_R = \hat{L}_L = 0.1$, $\hat{V}_L = 10$, А — $\hat{V}_R = 10$, В — $\hat{V}_R = 6$, С — $\hat{V}_R = 4$;
 б — $\hat{V}_R = \hat{V}_L = 5$, D — $\hat{L}_L = \hat{L}_R = 0.2$, E — $\hat{L}_L = 0.22$ и $\hat{L}_R = 0.18$, F — $\hat{L}_L = 0.24$ и $\hat{L}_R = 0.16$.

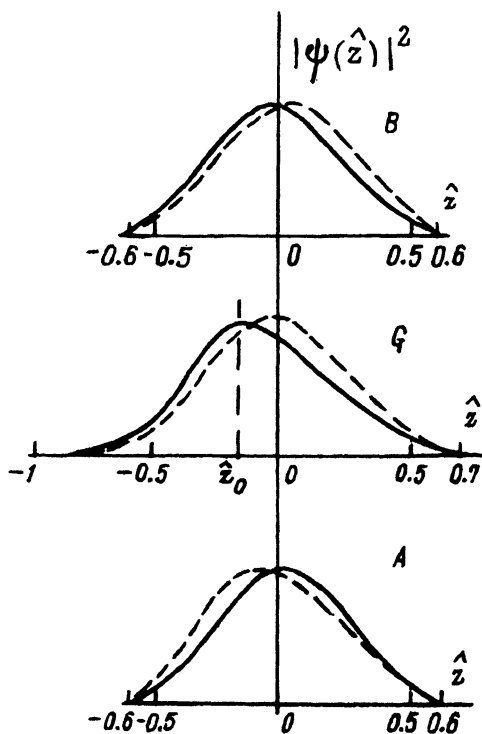


Рис. 2. Плотность вероятности $|\psi(\hat{z})|^2$ для $E = E_R$, нормированная на свое максимальное значение внутри ямы. Буквенные обозначения совпадают с обозначениями рис. 1, кроме G — $V_R = V_L = 5$, $L_R = 0.2$, $L_L = 0.5$. Непрерывные кривые соответствуют случаю максимального для данной структуры резонансного прохождения: B — $\hat{S} = 0.5$, $D_R = 1.00$; G — $\hat{S} = 0.8$, $D_R = 0.98$; A — $\hat{S} = 0$, $D_R = 1.00$ (симметричная структура). Для штриховых кривых B — $\hat{S} = 0$, $D_R = 0.79$; G — $\hat{S} = 0$, $D_R = 0.07$; A — $\hat{S} = 0$, $D_R = 0.72$.

туры разрушается электрическим полем (рис. 2, кривая А). В асимметричной структуре электрическое поле, соответствующее максимуму на зависимости $D_R(S)$, приближает плотность вероятности к подобной симметрии (рис. 2, кривые В, G).

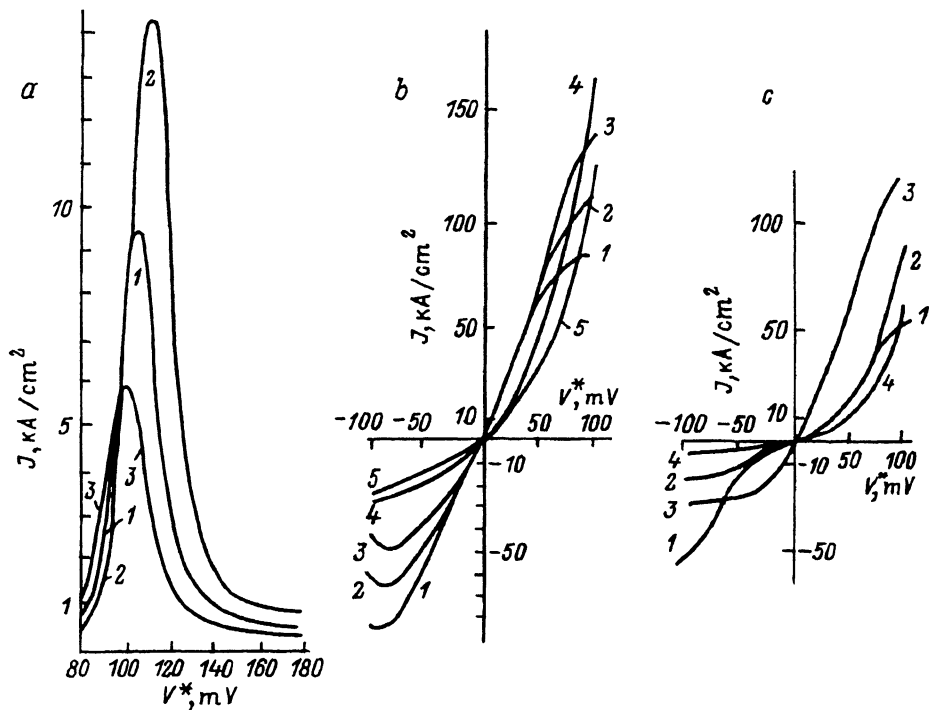


Рис. 3. Зависимость плотности туннельного тока J от приложенного к структуре напряжения $V^* = |e|S(L_W + \bar{L}_R + \bar{L}_L)$:

$a - T = 4.2 \text{ K}$, 1 — $\bar{L}_R = \bar{L}_L = 1$; 2 — $\bar{L}_R = 0.9$, $\bar{L}_L = 1.1$; 3 — $\bar{L}_R = 1.1$, $\bar{L}_L = 0.9$;
 $b - T = 300 \text{ K}$, 1 — $\bar{L}_R = 1$, $\bar{L}_L = 1$; 2 — $\bar{L}_R = 0.9$, $\bar{L}_L = 1.1$; 3 — $\bar{L}_R = 0.8$,
 $\bar{L}_L = 1.2$; 4 — $\bar{L}_R = 0.5$, $\bar{L}_L = 1.5$; 5 — $\bar{L}_R = 0.25$, $\bar{L}_L = 1.75$;
 $c - T = 70 \text{ K}$, 1 — $\bar{L}_R = 0.5$, $\bar{L}_L = 0.5$; 2 — $\bar{L}_R = 0.25$, $\bar{L}_L = 0.75$; 3 — $\bar{L}_R = 0.1$,
 $\bar{L}_L = 0.5$; 4 — $\bar{L}_R = 0.1$, $\bar{L}_L = 1$.

В заключение обсудим влияние рассмотренного эффекта на вольт-амперные характеристики конкретных двухбарьерных структур. Статические характеристики реальных двухбарьерных диодов GaAs/AlGaAs могут быть интерпретированы достаточно хорошо даже при пренебрежении процессами рассеяния [1]. Плотность тока определялась выражением

$$J = \frac{m|e|kT}{2\pi^2\hbar^3} \int D(E) \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_F - E + |e|S z_R)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E + |e|S z_L)/kT]} \right) dE,$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, E_F — энергия Ферми в слое GaAs, $z_L = -L_W/2 - L_L$, $z_R = L_W/2 + L_R$. При расчетах J эффективная масса электрона полагалась равной $0.067m_0$, высота гетеробарьеров $V_{L,R} = 120 \text{ МэВ}$, энергия Ферми $E_F = 11,7 \text{ МэВ}$. Такие значения параметров использовались в [3] для структур с барьерными областями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.14$), разделенными квантовой ямой на основе GaAs. В нашем случае ширина ямы L_W считалась равной 50 \AA .

В асимметричной двухбарьерной структуре пиковая плотность тока при направлении тока от барьера большей ширины к барьеру меньшей ширины (прямое включение поля) больше, чем пиковая плотность тока при противоположном направлении тока. Пиковое напряжение в первом случае больше, чем во втором (рис. 3, *a*). Такая ситуация обнаруживалась экспериментально [4]. В двухбарьерных структурах, для которых L_W и $L_R + L_L$ неизменны, пиковое напряжение и пиковая плотность тока при $S > 0$ тем больше, а при $S < 0$ тем меньше, чем больше соотношение L_L/L_R (рис. 3, *b, c*). В структурах с сильно различающимися по ширине барьерами резонансный пик при обратном включении поля не проявляется. При напряжениях, не превышающих пиковую разность потенциалов при прямом включении поля, вольт-амперные характеристики таких структур подобны (качественно) вольт-амперным характеристикам обычных диодов (рис. 3, *b, c*).

Рассмотренный эффект может найти приложение при создании двухбарьерных резонансных структур с заданными характеристиками.

Список литературы

- [1] H. Sakaki, T. Matsusue, M. Tsuchiya. IEEE, J. Quant. Electron., **25**, 2498 (1989).
- [2] *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И.А. Стигуна (М., 1979).
- [3] P. Gueret, C. Rossel, W. Schlup, H.P. Meier. J. Appl. Phys., **66**, 4312 (1989).
- [4] J.H. Smet, T.P.E. Broekaerf, C.G. Fonstad. J. Appl. Phys., **71**, 2475 (1992).

Редактор В.В. Чалдышев
