

цепи и пр.). С другой стороны, в отличие от теоретических (численных) моделей, она допускает привлечение для своего исследования богатого арсенала экспериментальных средств. Поэтому, несмотря на очевидный недостаток - высокий уровень шумов дискретизации, она представляет, по нашему мнению, определенный интерес.

Л и т е р а т у р а

- [1] К и с л о в В.Я., З а л о г и н Н.Н., М я с и н Е.А. - Радиотехника и электроника, 1979, т. 24, № 6, с. 1118-1130.
- [2] К а ц В.А., Т р у б е ц к о в Д.И. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 116-119.
- [3] А н и ш е н к о В.С., П о с т н о в Д.Э. - ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 162-167.
- [4] Д м и т р и е в А.С., П а н а с А.И. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 4, с. 759-762.
- [5] V a l l e e R., D e l i s l e C. - Phys. Rev. A., 1986, v. 34, No 1, p. 309-318.
- [6] I k e d a K., K o n d o K., A k i m o t o O. - Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, No 20, p. 1467-1470.
- [7] L e b e r r e M., R e s s a y r e E., T a l l e t A., G i b b s H. - Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, No 4, p. 274-277.
- [8] К у з н е ц о в С.П., П и к о в с к и й А.С. - Изв. вузов, Радиофизика, 1985, т. 26, № 3, с. 308-319.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

БИСТАБИЛЬНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В КОНЕЧНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ С РАССЕЯНИЕМ

В.В. М а л о в, Е.В. Л я л и н а, Л.В. И о г а н с е н

Со времени первых экспериментов [1] достигнуты крупные успехи технологов, освоивших изготовление полупроводниковых сверхрешеток, близких к идеальным. Однако многолетнее непонимание физики процессов резонансного туннелирования и вызванные этим систематические грубые ошибки в конструкции сверхрешеток, вскрытые в [2], надолго затормозили их практическое использование. Это выдвинуло потребность в адекватной теории на первый план.

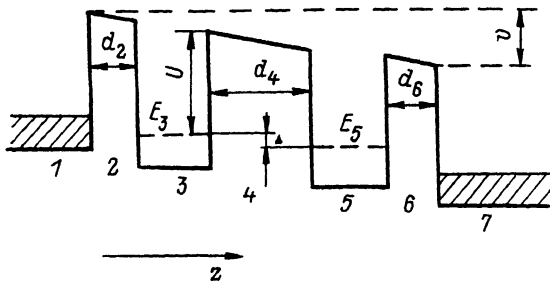


Рис. 1.

Физическая картина и теоретическое описание резонансного туннелирования электронов в двухбарьерной системе и в простейшей конечной согласованной сверхрешетке из трех барьеров (рис. 1) были впервые даны в [3-5]. Оттуда они и были заимствованы цитируемыми в [2] авторами без добросовестных ссылок на источники, но и без должного понимания. Для более сложных конечных сверхрешеток теория резонансного туннелирования применительно к электромагнитным волнам разработана в [6, 7]. Ниже мы применяем [6, 7] к электронам. Это требует дополнительного учета закона сохранения заряда. Мы впервые рассчитываем вольт-амперную характеристику (ВАХ) резонансного тока в изображенной на рис. 1 сверхрешетке с учетом а) рассеяния электронов, б) влияния пространственного заряда накопленных электронов.

Пользуясь [7], находим коэффициент туннельной прозрачности рассматриваемой сверхрешетки:

$$T(\mathcal{E}) = 1/4\tau_0^2\tau_c^2(\Delta^2 + 1/\tau_c^2) \left| 1/(\mathcal{E} - \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + \frac{1}{\tau_c^2}} + i\frac{(1+\eta)}{2\tau_0}) - 1/(\mathcal{E} + \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + \frac{1}{\tau_c^2}} + i\frac{(1+\eta)}{2\tau_0}) \right|^2 \quad (1)$$

Здесь $\tau_0 = t_0/T_0$ и $\tau_c = t_0/2T_c$ - времена туннелирования электронов через крайние и средний барьеры, $T_0 \sim e^{-2q d_2}$, $T_c \sim e^{-2q d_4}$ - их туннельные прозрачности [2, 6, 7], $q = \sqrt{2m^*(E-U)/\hbar}$, t_0 - период колебания электрона в яме, $\Delta = (E_5 - E_3)/\hbar$ - расстройка резонансных уровней энергии E_3 и E_5 в ямах 3 и 5,

$\mathcal{E} = (E - \frac{(E_3 + E_5)}{2})/\hbar$ - резонансная расстройка электрона, E - поперечная энергия туннелирующего электрона, $\eta = \tau_0/\tau_p$ - фактор рассеяния, τ_p - время рассеяния.

Сквозной когерентный резонансный ток из эмиттера 1 в коллектор 7:

$$j_{17}^{(K)} = e \int v_{1z} T(\mathcal{E}) \gamma_1(E) dE, \quad (2)$$

где $\gamma_1(E)$ - плотность состояний в эмиттере, v_{1z} - скорость электрона.

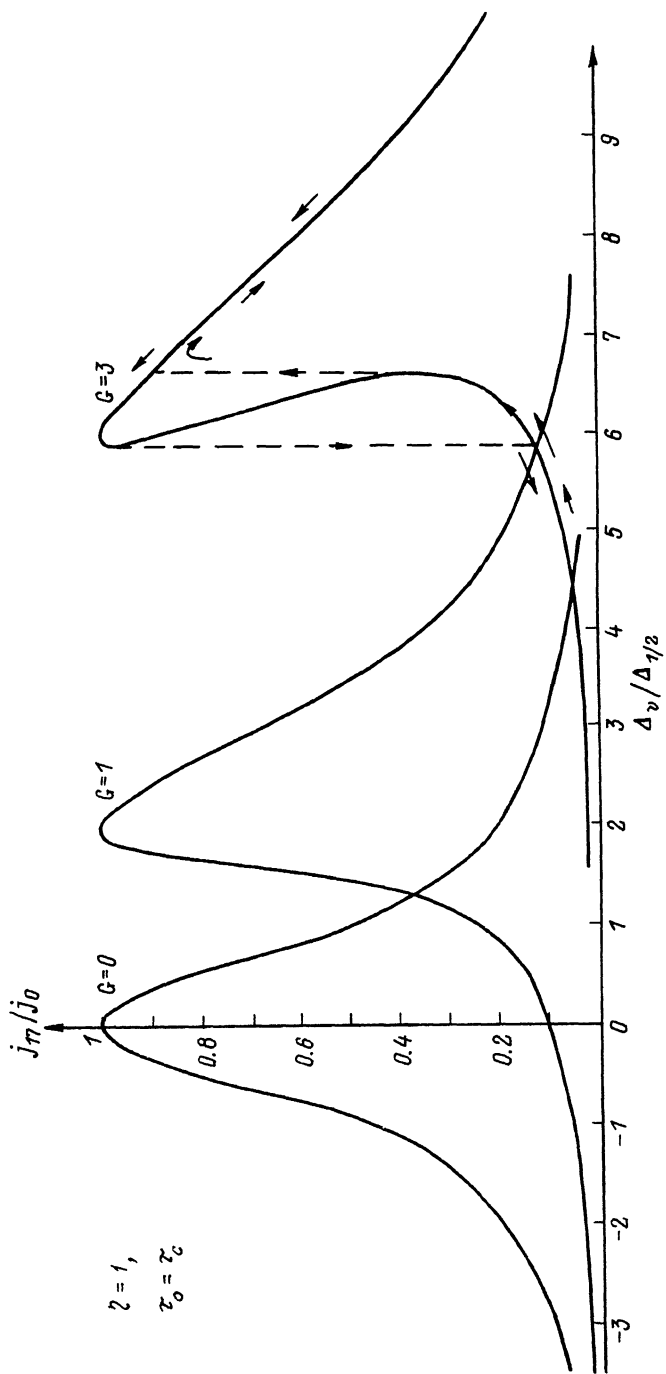


Рис. 2.

В отсутствие рассеяния электронов ($\gamma=0$) ток (2) рассчитан в [4] и дает полный искомый резонансный ток. Ниже мы учитываем продольное рассеяние электронов [8]. Т. е. мы считаем, что туннелирующие из эмиттера электроны, испытав рассеяние в ямах 3 и 5, остаются там на прежнем поперечном квантовом уровне E_3 и E_5 и накапливаются в ямах с плотностями зарядов $Q_3^{(P)}$ и $Q_5^{(P)}$. Эти электроны, забыв предысторию, повторно резонансно туннелируются между ямами 3 и 5, а также в эмиттер и коллектор. С учетом рассеяния полный искомый резонансный ток из эмиттера в коллектор $j_{17} = j_{17}^{(N)} + \frac{Q_5^{(P)}}{\tau_0}$, где $Q_5^{(P)}/\tau_0$ - полный резонансный ток рассеяния, текущий в коллектор из ям 3 и 5. Поставщиками зарядов $Q_3^{(P)}$ и $Q_5^{(P)}$ являются текущие из эмиттера 1 в ямы 3 и 5 резонансные токи рассеяния

$$j_{13}^{(P)} = e \int v_{1z} K_3(x) \nu_1(E) dE, \quad (3)$$

$$j_{15}^{(P)} = e \int v_{1z} K_5(x) \nu_1(E) dE. \quad (4)$$

Явный вид коэффициентов рассеяния $K_3(x)$ и $K_5(x)$ приведен в [6, 7]. Для рассматриваемой сверхрешетки

$$K_3(x) = 4\gamma\tau_c^2 \left((x - \frac{\Delta}{2})^2 + \frac{(1+\gamma)^2}{4\tau_0^2} \right) T(x), \quad (5)$$

$$K_5(x) = \gamma T(x). \quad (6)$$

Закон сохранения заряда дает

$$Q_3^{(P)} + Q_5^{(P)} = \tau_0 (j_{13}^{(P)} + j_{15}^{(P)}); \quad (7)$$

$$Q_3 - Q_5 = \tau_0 \left(1 - \frac{(1+\gamma)/\tau_c^2}{\Delta^2 + \Delta^2/2} \right) (j_{13}^{(P)} - j_{15}^{(P)}).$$

Это позволяет найти $Q_3^{(P)}$ и $Q_5^{(P)}$ и искомый ток j_{17} . Ниже мы приводим результат, который удобно выразить через полные заряды (когерентные + рассеянные) Q_3 и Q_5 , накопленные в ямах 3 и 5:

$$Q_5 = \frac{1}{2 \left(1 + \frac{\tau_c^2(1+\gamma)}{\tau_0^2} \right)} \frac{\Delta_{1/2}^2}{(\Delta^2 + \Delta_{1/2}^2)}, \quad Q_3 = Q_0 - Q_5, \quad (8)$$

$$\Delta_{1/2} = \left(\frac{(1+\gamma)^2}{\tau_0^2} + \frac{(1+\gamma)}{\tau_c^2} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$j_{17} = \frac{Q_5}{\tau_0} = j_0 \frac{\Delta_{1/2}^2}{(\Delta^2 + \Delta_{1/2}^2)}, \quad j_0 = \frac{Q_0}{2\tau_0 \left(1 + \frac{\tau_c^2(1+\gamma)}{\tau_0^2} \right)}. \quad (10)$$

Q_0 есть заряд в яме 3 при $\Delta \rightarrow \infty$. Он определяется интегралами (2), (3). Вычисляя их, получаем: $Q_0 = e2\pi\hbar v_{1z} v_1(E)$, т. е. фактически Q_0 определяется только плотностью состояний в эмиттере. Независимость Q_0 от рассеяния была отмечена еще в [4].

ВАХ (10) изображена на рисунке 2 ($G=0$). Как видно из (9), (10), рассеяние уменьшает ток в максимуме j_0 и увеличивает полуширину пика $\Delta_{1/2}$. Экстремум j_0 как функции τ_0 равен $j_{0max} = Q_0/2\tau_0(2+\eta)$ и реализуется при $\tau_0 = \tau_c$. Т. е. указанное в [2] правило согласования $d_2 = d_6 = d_4/2$ остается справедливым и при учете продольного рассеяния.

Перейдем к обсуждению самодействия тока. Расстройка $\Delta = \Delta_V - \Delta_Q$, где Δ_V пропорциональна приложенному внешнему напряжению V , а Δ_Q пропорциональна разности зарядов Q_3 и Q_5 , накопленных в ямах. Последние создают поле, которое сдвигает уровни. Очевидно, что $\hbar\Delta_Q = \frac{e(Q_3 - Q_5)}{2\epsilon\epsilon_0} d_4$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость барьера 4. Используя (8), находим:

$$\Delta_Q = \Delta_{Q_0} - \tilde{\Delta}_Q \frac{j_{17}}{j_0}, \quad (11)$$

где $\Delta_{Q_0} = \frac{eQ_0 d_4}{2\hbar\epsilon\epsilon_0}$ и $\tilde{\Delta}_Q = \Delta_{Q_0} \frac{1}{(1 + \tau_c^2(1+\eta)/\tau_0^2)}$ соответственно постоянная составляющая и величина переменной зарядовой расстройки.

Подставляя (11) в (10), приходим к следующему уравнению для тока:

$$\frac{j_{17}}{j_0} = \frac{1}{1 + (\delta_V - G \frac{j_{17}}{j_0})^2}, \quad (12)$$

где $\delta_V = (\Delta_{Q_0} - \Delta_V)/\Delta_{1/2}$ - безразмерная пропорциональная напряжению V расстройка, а $G = \tilde{\Delta}_Q/\Delta_{1/2}$ - безразмерный параметр, характеризующий самодействие тока. При $G \gg 1$ система существенно нелинейна. При $G > G_0 = 8\sqrt{3}/9$ возникает бистабильность, т. е. существуют два устойчивых токовых состояния. На рис. 2 приведены два примера нелинейной ВАХ для $G=1 < G_0$ и $G=3 > G_0$. Во втором случае ВАХ имеет вид острого несимметричного пика с гистерезисом, изображенным пунктиром.

Оценим величины Δ_{Q_0} и G для структуры $AlGaAs/GaAs$.

Используя для плотности состояний приближение вырожденного Ферми-газа с эффективной массой m^* : $v_1(E) = \frac{m^*(E - E_F)}{2\pi^2\hbar^3 v_{1z}}$,

где E_F - энергия Ферми, и полагая $m^* = 0.07m$, $E_F - E = 0.02$ эВ, $\tau_0 = \tau_c = \tilde{\tau}_0 = 3 \cdot 10^{-13}$ с, $d_4 = 30$ Å, найдем: $\hbar\Delta_{Q_0} = 0.17/\epsilon$ эВ, $G = 10/\epsilon$. То есть сверхрешетка на основе $GaAs$ может иметь

выраженные нелинейные свойства. Экспериментальное исследование резонансного туннельного тока в согласованной конечной сверхрешетке даст сведения о плотности состояний, времени рассеяния, диэлектрической проницаемости и ряде других важных физических характеристик системы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алферов Ж.И., Жиляев Ю.В., Шмарцев Ю.В. - ФТП, 1971, т. 5, № 1, с. 196-198.
- [2] Иогансен Л.В. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 18, с. 1143-1146.
- [3] Иогансен Л.В. - ЖЭТФ, 1963, т. 45, № 2, с. 207-213.
- [4] Иогансен Л.В. - ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 1, с. 270-277.
- [5] Иогансен Л.В. - УФН, 1965, т. 86, № 1, с. 175-179.
- [6] Малов В.В., Иогансен Л.В. - ЖТФ, 1978, т. 48, № 11, с. 2235-2251.
- [7] Малов В.В., Иогансен Л.В. - Опт. и спектр., 1980, т. 48, № 1, с. 146-154.
- [8] Иогансен Л.В. - ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 3, с. 709-716.

Поступило в Редакцию
2 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11 12 июня 1988 г.

ПОРОГОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЫГ ДЛИННЫМИ ИМПУЛЬСАМИ СВЕТА МАЛОЙ МОШНОСТИ

Л.Н. Григоров, А.П. Колосов

1. Недавно обнаружено [1, 2], что с теневой стороны титановой фольги, облучаемой импульсом неодимового лазера с большой длительностью $\tau \approx 10^{-3}$ с, при плотности мощности W выше пороговой $W_p \approx 10^4$ Вт/см² эмиттируются сверхтяжелые ионы адсорбированных полимерных молекул с $M \approx 10^6$ а. е. м. Хотя считается, что основная доля поглощаемой энергии (~ 1 Дж/см² при коэффициенте отражения $R \approx 0.9$) должна переходить в тепло, механизм тепловой десорбции в данном случае можно считать исключением из-за термолабильности макромолекул [3]. Альтернативной гипотезой является их „страхивание“ гиперзвуковой