

## КВАНТОВАЯ ЕМКОСТЬ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ КОНЕЧНОСТЬЮ ТУННЕЛЬНЫХ ВРЕМЕН

С.А.Михайлов<sup>1)</sup>, В.А.Волков<sup>2)</sup>

*Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 февраля 1995 г.

В структуре полупроводник – туннельный переход – полупроводник вычислены спектр низкочастотных плазменных волн и импеданс структуры с учетом конечной прозрачности и конечных времен туннелирования электронов через барьер. Емкость перехода содержит немалый квантовый вклад, пропорциональный фазовому туннельному времени и не исчезающий даже в пределе непрозрачного барьера.

Проблема времени туннелирования электрона через потенциальный барьер  $\tau_t$  остается актуальной, несмотря на более чем сорокалетнюю историю вопроса [1]. Помимо принципиального интереса, эта проблема имеет и важное прикладное значение, поскольку времена туннелирования определяют предельные частоты отклика туннельных приборов. В настоящей работе в рамках кинетического подхода вычислены спектр низкочастотных плазменных волн, распространяющихся вдоль туннельного барьера, и динамический импеданс туннельной структуры, который определяется этими "туннельными плазмонами". Показано, что частота и затухание плазмонов, а также параметры малосигнальной эквивалентной схемы связаны с туннельной прозрачностью барьера и фазовым временем задержки, определенным образом усредненными по распределению Ферми.

Рассмотрим структуру полупроводник ( $z < -d/2$ ) – туннельный переход ( $|z| < d/2$ ) – полупроводник ( $z > d/2$ ). Будем считать, что электронный газ в полупроводнике вырожден и концентрация электронов  $n_0$  такова, что выполнено условие  $\omega_p \gg \gamma$ , где  $\omega_p$  и  $\gamma$  – плазменная частота и темп релаксации, а переход может быть как однобарьерным, так и двухбарьерным (резонансным). Как известно [2], вдоль структуры плазма – диэлектрик – плазма могут распространяться плазменные волны, локализованные у перехода. Их спектр состоит из двух ветвей. В пренебрежении туннелированием, запаздыванием и нелокальными эффектами он определяется уравнениями

$$\omega(\omega + i\gamma) = \frac{\omega_p^2}{1 + [\text{th}(qd/2)]^{\pm 1}}, \quad (1)$$

где  $q$  – волновой вектор плазмона, параллельный границе раздела. Знак "-" в (1) соответствует бесщелевой моде, обладающей антисимметричным распределением заряда  $-en_1$  и потенциала  $\Phi$  (см. вставку к рис.1). Ниже мы исследуем влияние туннелирования на спектр этой моды в длинноволновом пределе  $qd \ll 1$ .

Для решения задачи рассмотрим самосогласованную систему уравнений Пуассона

<sup>1)</sup>e-mail: mil99@ire216.msk.su

<sup>2)</sup>e-mail: volkov@frfi.msk.ru

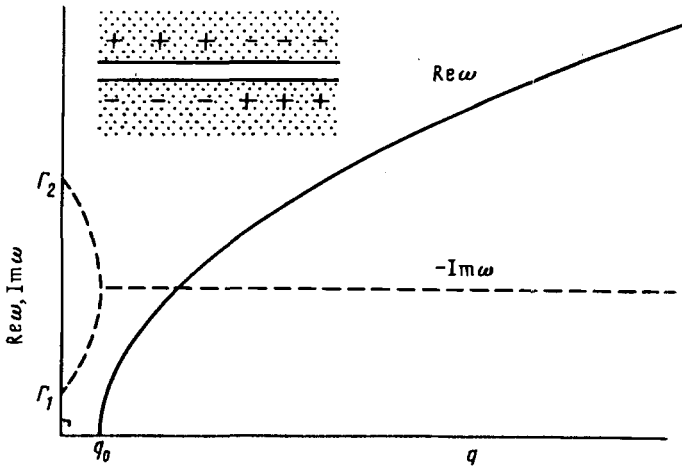


Рис.1. Частота (сплошная кривая) и затухание (штриховая кривая) туннельных плазмонов в зависимости от волнового вектора.  $\Gamma_1 = \min\{\gamma, \Gamma\}$ ,  $\Gamma_2 = \max\{\gamma, \Gamma\}$ . Волновой вектор  $q_0$  определяется условием  $\Omega(q_0) = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2$ . На вставке показано распределение заряда туннельных плазмонов (антисимметричная мода)

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} 4\pi\epsilon n_1(\mathbf{r}, t)/k, & |z| > d/2, \\ 0, & |z| < d/2, \end{cases} \quad (2)$$

(здесь  $k$  - диэлектрическая проницаемость решетки) и Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_p \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\gamma(f_p - g_p). \quad (3)$$

В (2) мы пренебрегаем влиянием заряда в области барьера. Функция распределения электронов в полупроводнике  $f_p(\mathbf{r}, t) = f_p^0(\epsilon_p) + f_p^1(\mathbf{r}, t)$  связана с локально равновесной функцией распределения

$$g_p(\mathbf{r}, t) = \{1 + \exp[(\epsilon_p - e\Phi(\mathbf{r}, t) - \mu(\mathbf{r}, t))/T_L]\}^{-1}$$

условием сохранения заряда,

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n_1(\mathbf{r}, t) = \sum_p f_p(\mathbf{r}, t) = \sum_p g_p(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где  $\mu(\mathbf{r}, t)$  - химический потенциал и  $T_L$  - температура. На бесконечности граничные условия для уравнений (2), (3) имеют вид

$$\Phi|_{z=\pm\infty} = 0, \quad f_p^1(v_z < 0)|_{z=+\infty} = 0, \quad f_p^1(v_z > 0)|_{z=-\infty} = 0. \quad (5)$$

На переходе, в точках  $z = \pm d/2$ , используются стандартные условия непрерывности потенциала  $\Phi(z)$  и нормального электрического поля  $\Phi'(z)$ .

Центральным пунктом статьи является формулировка граничных условий для  $f_p(z)$  на туннельном переходе. Будем считать, что закон дисперсии электронов в полупроводнике изотропен и квадратичен, а процесс туннелирования происходит упруго и когерентно с сохранением полной энергии и касательной компоненты импульса. Сначала пренебрежем временными задержками при отражении и прохождении электронов через барьер и постулируем следующие граничные условия:

$$f(d/2, p_z = +\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(d/2))}) = R(\epsilon_z)f(d/2, p_z = -\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(d/2))}) +$$

$$+T(\epsilon_z)f(-d/2, p_z = +\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(-d/2))}); \quad (6)$$

$$f(-d/2, p_z = -\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(-d/2))}) = R(\epsilon_z)f(-d/2, p_z = +\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(-d/2))}) + \\ +T(\epsilon_z)f(d/2, p_z = -\sqrt{2m(\epsilon_z + e\Phi(d/2))}). \quad (7)$$

Физически условие (6) отражает тот факт, что число электронов, движущихся в правом полупроводнике от барьера (вправо), равно числу электронов, движущихся в правом полупроводнике в сторону барьера (влево) и отраженных с вероятностью  $R$ , плюс число электронов, движущихся в левом полупроводнике в сторону барьера (вправо) и прошедших сквозь барьер с вероятностью  $T$ . Аналогичный смысл имеет уравнение (7). Граничные условия (6), (7) при  $\Phi(\pm d/2) = 0$  использовались недавно в работе [3] для вычисления статической омической проводимости туннельной структуры.

Самосогласованная задача (2)–(4) с граничными условиями (5)–(7) сводится к системе двух связанных интегральных уравнений для функции  $X(z) = \gamma n_1(z)/N_F + i(\omega + i\gamma)e\Phi(z)$ , где  $N_F = 3n_0/mv_F^2$  – плотность состояний на уровне Ферми. При  $T(\epsilon_z) = 0$  полученная система решается точно; при этом получаются нелокальные поправки к (1). При произвольной прозрачности  $T(\epsilon_z)$  решение для низкочастотной (нечетной) моды можно получить при  $qv_F \ll |\omega + i\gamma| \ll \omega_p$  в пренебрежении затуханием Ландау, которое в этих приближениях мало. Мы не будем приводить здесь этого решения ввиду его громоздкости. Тот же результат мы получим, комбинируя гидродинамический подход с граничным условием для тока,

$$j_z(d/2) \equiv (-e) \sum_p v_z f_p(d/2) = \\ = e \sum_{p+} v_z T \{ (\partial f_p^0 / \partial \epsilon_p) e [\Phi(d/2) - \Phi(-d/2)] + [f_p^1(d/2, -v_z) - f_p^1(-d/2, v_z)] \}, \quad (8)$$

вытекающим из (6), (7); здесь  $\{p+\}$  означает  $\{p_{||}, p_z > 0\}$ . Отличие выражения (8) от стандартного [4] связано с отклонением функции распределения в полупроводниковой плазме от локально равновесной. Граничные значения функции распределения  $f_p^1(d/2, -v_z)$  и  $f_p^1(-d/2, v_z)$  можно выразить через интегралы от функции  $X(z)$  по областям  $z > d/2$  и  $z < -d/2$  с помощью уравнения Больцмана. В результате выражение для тока  $j_z(d/2)$  принимает вид

$$j_z(d/2) = (-2e) \sum_{p+} T \partial f_p^0 / \partial \epsilon_p \int_{d/2}^{\infty} dz X(z) \exp \left[ i \frac{\omega - qv_z + i\gamma}{v_z} (z - d/2) \right]. \quad (9)$$

Записывая решение уравнений гидродинамики при  $z \geq d/2$  в виде

$$n_1(z) = n_1 \exp[-qTF(z - d/2)], \quad (10)$$

$$\Phi(z) = \Phi_1 \exp[-|q|(z - d/2)] + [4\pi e/kq_{TF}^2] n_1 \exp[-qTF(z - d/2)] \quad (11)$$

( $q_{TF} = 1/\lambda_{TF}$  – обратная длина экранирования), используя непрерывность потенциала и поля на переходе и сшивая гидродинамический ток  $j_x(d/2) = \Phi_1 n_0 e^2 / im(\omega + i\gamma) + i\omega e \lambda_{TF} n_1$  с кинетическим выражением (9), мы получаем систему двух уравнений для амплитуд  $n_1$  и  $\Phi_1$ . Равенство нулю детерминанта полученной системы дает дисперсионное уравнение для туннельных плазмонов:

$$(\omega + i\gamma)(\omega + iG_T/C_0) - \Omega^2(q) = 0, \quad (12)$$

где  $qd \ll 1$ ,  $qv_F \ll |\omega + i\gamma| \ll \omega_p$ ,

$$\Omega^2(q) = \omega_p^2 |q| (d/2 + \lambda_{TF}) < R >_2 / < R >_0, \quad (13)$$

$$C_0 = \frac{k}{4\pi(d + 2\lambda_{TF})} \frac{< R >_0}{< R >_2} \approx \frac{k}{4\pi(d + 2\lambda_{TF})} \equiv C_{cl} \quad (14)$$

– емкость перехода с учетом нелокальных (за счет  $\lambda_{TF}$ ) и туннельных (за счет конечной прозрачности) поправок. Величина

$$G_T = (3n_0 e^2 / 4p_F) < T >_1 / < R >_2 \quad (15)$$

имеет смысл туннельной проводимости барьера (см. ниже формулу (20)). Средние  $\langle \dots \rangle_n$  определены формулой

$$\langle \dots \rangle_n = \frac{\sum_p (\dots) |v_x|^n \partial f_p^0 / \partial \epsilon_p}{\sum_p |v_x|^n \partial f_p^0 / \partial \epsilon_p}. \quad (16)$$

Зависимости частоты и затухания туннельных плазмонов от волнового вектора изображены на рис.1. Конечность туннельной прозрачности барьера приводит, таким образом, к дополнительному затуханию туннельных плазмонов  $\Gamma = G_T/C_0$ . При  $\langle R \rangle_0 = \langle R \rangle_2 = 1$  и  $2\lambda_{TF}/d \rightarrow 0$  результаты (12)–(15) сводятся к полученным в [5].

Для учета туннельных времен граничные условия (6),(7) модифицируем следующим образом:

$$\begin{aligned} f(r_{\parallel}, \pm d/2; p_x = \pm \sqrt{2m(\epsilon_x + e\Phi(r_{\parallel}, \pm d/2, t))}; t) = \\ = Rf(r_{\parallel} - s_T, \pm d/2; p_x = \mp \sqrt{2m(\epsilon_x + e\Phi(r_{\parallel} - s_T, \pm d/2, t - \tau_T))}; t - \tau_T) + \\ + Tf(r_{\parallel} - s_T, \mp d/2; p_x = \pm \sqrt{2m(\epsilon_x + e\Phi(r_{\parallel} - s_T, \mp d/2, t - \tau_T))}; t - \tau_T), \quad (17) \end{aligned}$$

где  $r_{\parallel} = (x, y)$ . В (17) учтено, что при рассеянии электрона на барьере имеют место временная задержка  $\tau_T$  и пространственный сдвиг  $s_T = v_{\parallel} \tau_T$  в латеральном направлении. Здесь  $\tau_T(\epsilon_x)$  – фазовое время туннелирования, определяемое производной фазы коэффициента прохождения (отражения) по энергии (в рассматриваемом здесь случае симметричного барьера при нулевом смещении время отражения и время прохождения равны между собой и

одинаковы для электронов, движущихся к барьеру справа и слева). Введение фазового времени  $\tau_T$  в классические граничные условия (17) оправдано при  $k_F l \gg 1$ , где  $k_F$  – фермиевский импульс,  $l$  – длина свободного пробега. Предполагаемая в (17) независимость туннельных параметров  $T, R, \tau_T$  от координат и времени (например, через их зависимость от потенциала волны) подразумевает выполнение неравенств  $\omega \tau_T \ll 1$ ,  $q \tau_T \ll 1$ .

С учетом конечных времен тунnelирования и в пренебрежении малыми поправками  $\langle T \rangle_0$  и  $\langle T \rangle_2$  дисперсионное уравнение для туннельных плазмонов приобретает вид

$$(\omega + i\gamma) \left( \omega + \frac{iG_T}{C_{cl} + C_T} \right) - \frac{\Omega^2(q)}{1 + C_T/C_{cl}} = 0, \quad (18)$$

где величина

$$C_T = \frac{3n_0 e^2 \langle \tau_T(R - T) \rangle_1}{8\rho_F} = C_{cl} \frac{\sqrt{3}(1 + q_T F d/2)\omega_p \langle \tau_T(R - T) \rangle_1}{4} \quad (19)$$

имеет смысл дополнительной квантовой емкости туннельного перехода. Эффект латерального сдвига электрона при тунnelировании не дает вклада в спектр плазмонов в линейном порядке по  $q$ .

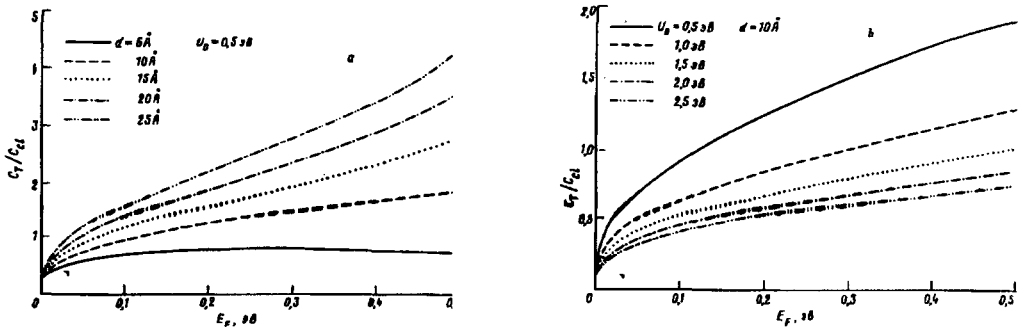


Рис.2. Зависимость приведенной туннельной емкости от энергии Ферми  $E_F$  в однобарьерной туннельной структуре *a* – при фиксированной высоте  $U_0 = 0,5$  эВ и различной толщине  $d$  барьера, *b* – при фиксированной толщине  $d = 10$  Å и различной высоте барьера

Тем же методом и в тех же приближениях можно решить задачу об отклике структуры "металл ( $z < -A/2$ ) – полупроводник – туннельный переход – полупроводник – металл ( $z > A/2$ )" на переменный сигнал малой амплитуды. Полученный при  $l \ll A$  импеданс структуры имеет вид

$$Z(\omega) = R - i\omega L + [G_T - i\omega(C_{cl} + C_T)]^{-1}, \quad (20)$$

где  $R$  и  $L$  – классические сопротивление и индуктивность полупроводниковых областей. Малосигнальная эквивалентная схема структуры содержит дополнительную емкость  $C_T$ , подключенную параллельно классической  $C_{cl}$ .

Таким образом, учет времени тунnelирования приводит к появлению дополнительной туннельной емкости перехода  $C_T$  и существенному изменению

частоты и затухания туннельных плазмонов (рис.2 дает представление о зависимости  $C_T$  от параметров барьера и энергии Ферми). Туннельный вклад в адмиттанс перехода становится комплексным:  $G_T(\omega) = G_T - i\omega C_T$ . С ростом толщины барьера относительный вклад туннельной емкости растет, поскольку  $C_{cl}$  падает, а  $C_T$  остается конечной благодаря вкладу отраженных электронов. Поэтому туннельная емкость  $C_T$  и, следовательно, туннельное время  $\tau_T$  могут быть измерены на классических (непрозрачных) переходах. (Следует учесть, однако, что  $C_T$  падает с ростом высоты потенциального барьера, рис.2b). Из (19) следует, что вклад в  $C_T$  отраженных электронов ( $\sim \tau_T R$ ) положителен, а протуннелировавших ( $\sim \tau_T T$ ) – отрицателен, поэтому в двухбарьерных структурах должно наблюдаться резкое падение  $C_T$  вблизи туннельного резонанса.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант 93-02-15406) за частичное финансирование работы.

- 
1. R.Landauer and Th.Martin, Rev. Mod. Phys. **66**, 217 (1994).
  2. Z.Szentirmay, Prog. Quant. Electr. **15**, 175 (1991).
  3. B.Laikhtman and S.Luryi, Phys. Rev. **B49**, 17177 (1994).
  4. R.Tsu and L.Esaki, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
  5. В.И.Тальянский, ЖЭТФ **101**, 1846 (1992).