

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОДНОМЕРНОГО КВАНТОВОГО КАНАЛА В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

*В.А.Сабликов, Е.В.Ченский*

*Институт радиотехники и электроники РАН  
141120 Фрязино Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 22 июня 1994 г.

Рассмотрена динамическая проводимость квантового баллистического канала, соединяющего две высокопроводящие области, между которыми приложено переменное напряжение. Показано, что частотная зависимость адмитанса может иметь осциллирующий характер, обусловленный пространственными резонансами волн зарядовой плотности, распространяющихся вдоль канала.

В последнее время очевиден рост интереса к нестационарным процессам в квантовых структурах в терагерцевом диапазоне [1–5]. Однако, насколько нам известно, динамическая проводимость квантовых каналов в баллистическом режиме до настоящего времени не рассматривалась, хотя довольно много работ посвящено стационарной проводимости [6], стационарному току, индуцированному переменным возмущением [5, 7–9], а также нестационарному туннелированию [10–13]. В настоящей работе мы покажем, что в динамической проводимости квантовых каналов возникают резонансные эффекты, связанные с распространением вдоль канала волн зарядовой плотности.

Динамическая проводимость (адмитанс) квантового канала определяется как отношение комплексной амплитуды переменного тока во внешней цепи к амплитуде переменного напряжения. Специфика вычисления динамической проводимости заключается в том, что ток во внешней цепи отнюдь не равен квантовомеханическому току переноса, поскольку в нестационарном режиме ток переноса зависит не только от времени, но и от координаты вдоль канала. Как будет показано, нестационарный ток во внешней цепи является некоторой интегральной функцией от тока переноса по всей длине канала.

Рассмотрим квантовый канал длиной  $L$ , соединяющий две высокопроводящие области (электроды), между которыми приложено переменное напряжение  $V_1 \cos(\Omega t)$ . Проводимость электродов будем считать такой высокой, что характерные частоты электронных процессов (плазменные частоты и частота максвелловской релаксации) в них велики по сравнению с характерными частотами переноса электронов в канале. Поскольку интерес представляют достаточно короткие каналы, то пренебрежем также и эффектами запаздывания. Условие для этого ( $L \ll c/\Omega$ ) хорошо выполняется для баллистических каналов в терагерцевом диапазоне. При этих условиях поверхности электродов можно считать эквипотенциальными. Распределение переменного потенциала в канале будем описывать некоторой функцией  $\phi(x)$ , которая определяется геометрией электродов и будет считаться заданной. Функцию  $\phi(x)$  нормируем таким образом, что  $\phi(0) = 0$  и  $\phi(L) = 1$ . Тогда переменный потенциал имеет вид

$$V_{ac}(x, t) = V_1 \phi(x) \cos(\Omega t).$$

Как будет видно из дальнейшего,  $\phi(x)$  играет важную роль в частотной зависимости адмитанса.

Известно, что под действием периодического возмущения происходит испускание и поглощение электронами квантов  $\hbar\Omega$ , в результате чего в спектре электронных волн образуются боковые полосы (квазиэнергии)  $\epsilon + n\hbar\Omega$  ( $n$  – целое число). В этой работе мы будем рассматривать высокочастотный режим, когда  $\hbar\Omega \rightarrow eV_1$ . При этом оказывается существенным поглощение или испускание только одного кванта<sup>1)</sup>. Токовый отклик на частоте  $\Omega$  определяется интерференцией электронных волн, относящихся к разным полосам. При такой интерференции возникает неоднородная вдоль канала и нестационарная плотность заряда  $\rho(x, t)$ , которая в интересующем нас случае надбарьерного прохождения имеет вид бегущих волн зарядовой плотности. В силу уравнения непрерывности квантовый ток переноса  $j(x, t)$  также оказывается зависящим от времени и от координаты вдоль канала. Таким образом, возникает вопрос о том, как определить переменный ток во внешней цепи. Ясно, что полный ток равен сумме тока переноса и тока смещения и именно эта сумма постоянна во всех сечениях между поверхностями электродов. Ток смещения имеет две компоненты. Одна из них это  $C \cdot dV_1/dt$ , где  $C$  – взаимная емкость электродов. Другая компонента связана с зарядами, движущимися в межэлектродном промежутке. Волна зарядовой плотности в канале создает переменное электрическое поле в окружающем пространстве и, следовательно, ток смещения. Вклад этой компоненты в полный ток удобнее всего вычислить как  $dQ_1/dt$ , где  $Q_1$  – заряд, наведенный на одном из электродов (для определенности на левом) зарядами, движущимися в канале. Тогда полный ток во внешней цепи можно представить в виде

$$J(t) = j(x = 0, t) + dQ_1/dt + C \cdot dV_1/dt,$$

где первое слагаемое есть ток переноса через границу с левым электродом. Заряд  $Q_1$  можно выразить через  $\rho(x, t)$  и функцию Грина уравнения Лапласа для потенциала в межэлектродном пространстве. Далее, используя то обстоятельство, что  $\rho(x, t)$  связано с током  $j(x, t)$  уравнением непрерывности,  $Q_1$  удастся выразить через ток и введенную выше функцию  $\phi(x)$ . В результате получается следующее выражение для тока во внешней цепи:

$$J(t) = \int_0^L dx \cdot j(x, t) \cdot d\phi/dx + C \cdot dV_1/dt. \quad (1)$$

Теперь, для того чтобы найти ток во внешней цепи, необходимо вычислить квантовомеханический ток переноса. Он определяется решением уравнения Шредингера с нестационарным потенциалом  $V_{ac}(xt)$ . Таким образом, для вычисления тока  $J(t)$  потенциал  $\phi(x)$  необходимо использовать дважды: в электростатической части задачи при нахождении тока смещения и в квантовомеханической части при нахождении тока переноса. Кроме переменного потенциала в уравнение Шредингера, вообще говоря, входит еще и статический потенциал  $V_0(x)$ , с помощью которого можно смоделировать изменение кинетической энергии электронов при их переходе из электродов в канал.

<sup>1)</sup>Заметим, что поскольку адмитанс определяется токовым откликом при  $V_1 \rightarrow 0$ , условие  $\hbar\Omega \gg eV_1$  оказывается выполненным при любых частотах.

Существование статического потенциала принципиально в случае, когда энергия Ферми  $\epsilon_F$  меньше, чем  $\max(V_0(x))$ . Если же  $\epsilon_F > \max(V_0(x))$ , то для рассматриваемых в этой работе эффектов статический потенциал несуществен. Далее мы приведем решение для случая, когда  $V_0 = 0$ , при произвольном распределении нестационарного потенциала вдоль канала. Это решение получено в борновском приближении. При вычислении тока необходимо использовать два решения: для волн, падающих на канал из левого электрода, и для волн из правого электрода. Первое решение имеет вид

$$\begin{aligned} \psi_{>}(x, t) = & e^{i(kx - \omega t)} + \frac{eV_1}{2ik_+} \frac{m}{\hbar^2} \left\{ e^{ik_+x} \int_0^x dx' \phi(x') e^{i(k-k_+)x'} - \right. \\ & \left. - e^{-ik_+x} \int_0^x dx' \phi(x') e^{i(k+k_+)x'} + A_+ e^{-ik_+x} \right\} e^{-i(\omega + \Omega)t} + \\ & + \frac{eV_1}{2ik_-} \frac{m}{\hbar^2} \left\{ e^{ik_-x} \int_0^x dx' \phi(x') e^{i(k-k_-)x'} - \right. \\ & \left. - e^{-ik_-x} \int_0^x dx' \phi(x') e^{i(k+k_-)x'} + A_- e^{-ik_-x} \right\} e^{-i(\omega - \Omega)t}, \end{aligned}$$

где  $\omega = \epsilon/\hbar$ ,  $k = (2m\epsilon)^{1/2}/\hbar$ ,  $k_{\pm} = (2m(\epsilon \pm \hbar\Omega))^{1/2}/\hbar$ ,

$$A_{\pm} = \frac{i}{(k + k_{\pm})} \int_0^L dx \frac{d\phi}{dx} e^{i(k+k_{\pm})x},$$

$k_{\pm}$  – волновые векторы электронов в состояниях с квазиэнергиями  $\epsilon \pm \hbar\Omega$ , причем  $k_+$  всегда действительно, а  $k_-$  может быть как действительным, так и мнимым. Последнее соответствует локализованным состояниям нижней боковой полосы. Второе решение  $\psi_{<}(x, t)$  аналогично первому с заменой  $k$  на  $-k$ .

С использованием волновых функций  $\psi_{>}$  и  $\psi_{<}$  и соотношения (1) получаем следующее выражение для тока во внешней цепи:

$$J(t) = \left( \frac{e^2}{h} A(\Omega) - i \frac{\Omega C}{2} \right) V_1 e^{-i\Omega t} + \text{к.с.},$$

где  $A(\Omega)$  – безразмерный адмитанс, связанный с баллистической проводимостью канала, который удобнее рассматривать как функцию от безразмерной частоты  $\nu = \hbar\Omega/\epsilon_F$ :

$$A(\nu) = \frac{1}{4\nu} \int_0^L dx \frac{d\phi}{dx} \int_0^L dy \frac{d\phi}{dy} \int_0^1 \frac{dw}{\sqrt{w}} G(w, |x - y|), \quad (2)$$

где  $w = \epsilon/\epsilon_F$ ,

$$G(w, \xi) = \frac{1}{k_F} \left\{ \frac{(k_+ + k)^2}{k_+} e^{i(k_+ - k)\xi} + \frac{(k_+ - k)^2}{k_+} e^{i(k_+ + k)\xi} - \right.$$

$$\left. \frac{(k_-^* + k)^2}{k_-^*} e^{i(k-k_-^*)\xi} - \frac{(k_-^* - k)^2}{k_-^*} e^{-i(k_-^* + k)\xi} \right\},$$

$$k_F = (2m\epsilon_F)^{1/2}/\hbar.$$

Вид частотной зависимости адмитанса определяется безразмерным параметром  $b = Lk_F$  и профилем распределения потенциала  $\phi(x)$ . Наибольший интерес представляет случай, когда  $b \gg 1$ . В низкочастотной области, когда  $b\nu^2 \ll 8$ , выражение (2) упрощается:

$$A(\nu) \simeq \int_0^L dx \frac{d\phi}{dx} \int_0^L dy \frac{d\phi}{dy} \exp\left(i \frac{b\nu}{2} \frac{|x-y|}{L}\right). \quad (3)$$

Отсюда следует, во-первых, что при  $\nu \rightarrow 0$  величина  $A \rightarrow 1$  и, таким образом, из формулы (2) получается переход к известному выражению для статической проводимости  $2e^2/h$  при любом профиле нестационарного потенциала. Во-вторых, видна характерная частота  $\Omega_0$  в частотной зависимости адмитанса. Она определяется условием  $(b\nu/2) = 2\pi$ , откуда имеем

$$\Omega_0 = 2\pi v_F/L,$$

где  $v_F$  — фермиевская скорость электронов. Таким образом, характерная частота определяется временем пролета электронов в канале.

Конкретный вид частотной зависимости адмитанса определяется профилем распределения потенциала в канале. На рис.1 приведены зависимости модуля адмитанса и его фазы как функции от нормированной частоты  $\Omega/\Omega_0$  для трех видов распределения потенциала  $\phi(x)$ , рассчитанные с помощью выражения (3). Кривая 1 получена при  $\phi(x) = x/L$ , что соответствует геометрии плоского конденсатора. Кривая 2 получена для случая ножевых электродов (электроды имеют вид двух полуплоскостей, разделенных промежутком  $L$  и лежащих в одной плоскости); при этом

$$\phi(x) = 1 - \frac{2}{\pi} \arccos\left(\frac{x}{L}\right).$$

Кривая 3 соответствует распределению потенциала в виде двух ступенек на концах канала

$$\phi(x) = [\Theta(x) + \Theta(x-L)]/2.$$

Из рис.1 видно, что адмитанс, осциллирует с частотой с характерным периодом  $\Omega_0$ .

Физическая природа осцилляций адмитанса состоит в пространственных резонансах волн зарядовой плотности на длине канала. Действительно, при интерференции двух электронных волн вида  $\exp\{i(kx - \omega t)\}$  из основной и боковой полос возникает волна зарядовой плотности вида  $\exp\{i[(9k_+ - k)x - \Omega t]\}$ , где

$$k_+ - k = \frac{2m}{\hbar}(\sqrt{\epsilon + \hbar\Omega} - \sqrt{\epsilon}) \sim k_F \nu/2.$$

Резонанс возникает при условии  $(k_+ - k)L = 2\pi n$ , где  $n$  — целое число, что в точности соответствует условию  $\Omega = n\Omega_0$ , которое видно и из рис.1 как

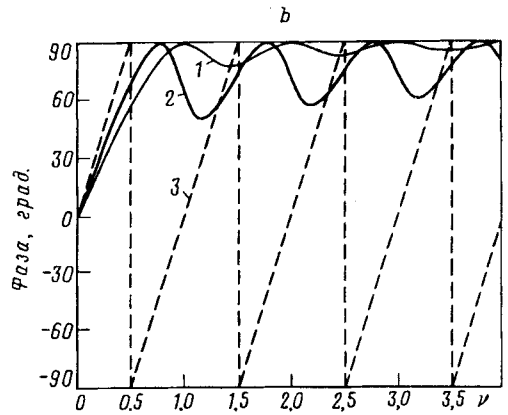
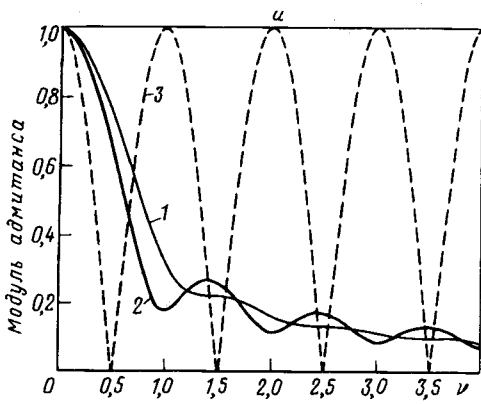


Рис.1. Зависимость адмитанса от нормированной частоты  $\Omega/\Omega_0$  для трех различных профилей переменного потенциала  $\phi(x)$  при отсутствии статического барьера в области канала: а – модуль адмитанса; б – его фаза. Кривые 1 соответствуют линейному потенциалу, кривые 2 – ножевым электродам, кривые 3 – ступенчатому потенциалу

разность частот между особенностями адмитанса. Осцилляции адмитанса выражены тем сильнее, чем сильнее неоднородность потенциала вблизи электродов.

Частотная характеристика адмитанса в широкой области частот, включая  $\hbar\Omega > \epsilon_F$ , приведена на рис.2 для ступенчатого распределения переменного потенциала при наличии статического потенциала  $V_0 = \text{const}$  в области канала. Кривая 1 получена для  $\epsilon_F > V_0$ , а кривая 2 – для  $\epsilon_F < V_0$ . При  $\nu \rightarrow 0$  адмитанс  $A(\nu)$  стремится к  $|t_0|^2$ , где  $t_0$  – коэффициент прохождения электронов через статический барьер, что в точности совпадает с формулой Ландауэра.

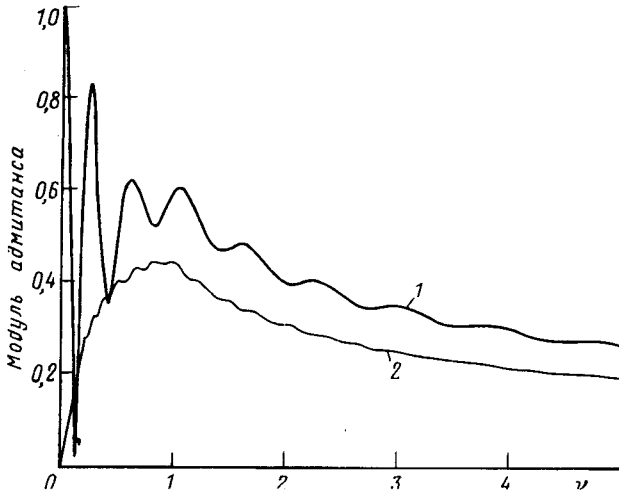


Рис.2. Зависимость адмитанса от нормированной частоты  $\nu = \hbar\Omega/\epsilon_F$  для ступенчатого переменного потенциала при наличии встроенного барьера  $V_0$  в области канала. Кривая 1 соответствует  $V_0 = 0, 6\epsilon_F$ , кривая 2 –  $V_0 = 1, 1\epsilon_F$ ;  $b = 30$

При  $\nu \ll 1$  наблюдаются описанные выше осцилляции, которые при  $\nu > 1$  сменяются монотонным спадом  $|A| \simeq \Omega_0/\Omega$ . Таким образом, в задаче имеются две характерные частоты:  $\Omega = \Omega_0$  и  $\Omega = \epsilon_F/\hbar$ . Первая связана с пролетом электронов в канале; она характеризует осцилляции адмитанса. Вторая

характеризует спад адмитанса на больших частотах, связанный с уменьшением вероятности перехода электронов в боковые полосы. Осцилляции могут реализоваться в том случае, когда  $\Omega_0 \ll \epsilon_F/\hbar$ , что эквивалентно  $Lk_F \gg 1$ .

Авторы благодарны Международному научному фонду за поддержку этой работы грантом ML3000 .

- 
1. P.C.M.Planken, M.C.Nuss, I.Brener et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3800 (1992).
  2. B.B.Hu, X.-C.Zhang, and D.H.Auston, Phys. Rev. Lett. **67**, 2709 (1991).
  3. P.S.S.Guimaraes, B.J.Keay, J.P.Kaminski et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3793 (1993).
  4. R.A.Wyss, C.C.Engster, J.A.del Alamo, and Q.Hu, Appl. Phys. Lett. **63**, 1552 (1993).
  5. S.Feng and Q.Hu, Phys. Rev. B **48**, 5354 (1993).
  6. C.W.J.Beenakker and H. van Houten, Solid State Physics. Advances in research and applications, ed by H.Ehrenreich, D.Turnbull, **44**, Acad. Press, New York, 1991.
  7. S.Datta and M.P.Anantram, Phys. Rev. B **45**, 13761 (1992).
  8. В.И.Фалько, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 328 (1989).
  9. V.I.Fal'ko, 20th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, ed by E.M.Anastasikis and J.D.Joannopoulos, **3**, 2313. World Sci. Singapore, 1990.
  10. M.Büttiker and R.Landauer, Phys. Rev. Lett. **49**, 1739 (1982).
  11. E.H.Hauge and J.A.Stovneng, Reviews of Modern Physics **61**, 917 (1989).
  12. H.C.Liu, Phys. Rev. B **43**, 12538 (1991).
  13. P.F.Bagwell and R.K.Lake, Phys. Rev. B **46**, 15329 (1992).