

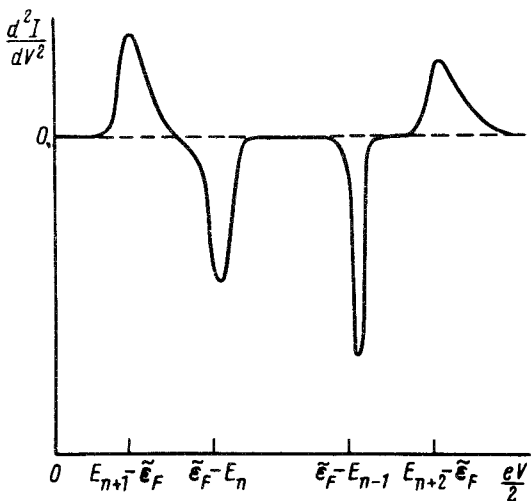
НЕЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КВАНТОВЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ

А.М.Загоскин

Показано, что вторая производная вольт-амперной характеристики квантового баллистического контакта содержит пики, положение которых определяется квантованными уровнями энергии электрона в области контакта.

Целью настоящей работы является исследование вольт-амперной характеристики (ВАХ) квантовых баллистических контактов (КБК). Двумерный КБК¹ представляет собой квазидвумерный электронный газ инверсионного слоя GaAs - AlGaAs перехода, в котором (за счет отрицательного напряжения V_g , поданного на нанесенные поверх структуры затворные электроды) созданы недоступные для электронов области, формирующие сужение, диаметр которого можно плавно регулировать, изменяя V_g . Кондактанс КБК $G = I/V$ квантуется в функции диаметра контакта $d = d(V_g)$, принимая значения, кратные $e^2/\pi\hbar = (12,9k\Omega)^{-1}$. Здесь I - ток через контакт, V - разность потенциалов между его берегами.

В работах²⁻⁴ в пределе линейного отклика ($V \rightarrow 0$) построена теория эффекта как в случае плавного контакта, так и в случае контакта с резкими краями. Влияние конечной величины напряжения V на квантование кондактанса рассматривалось в⁵, однако ВАХ системы исследована не была. Между тем вторая производная ВАХ d^2I/dV^2 позволяет получить информацию о квантованных уровнях энергии электрона в контактной области (упругая спектроскопия контактных мод).



Зависимость второй производной ВАХ от приложенного напряжения

Рассмотрим случай слабого экранирования: $\Lambda \gg \max(\lambda_F, d)$, где Λ - длина экранирования. Этот режим реализуется в полупроводниковых контактах⁶ и тем более в двумерных слоях GaAs - AlGaAs (поскольку экранирование двумерным электронным газом является степенным⁷), т.е. как раз в тех системах, в которых $\lambda_F \sim d$, и в проводимости существенны квантовые эффекты. Как показано в⁶, в этом случае на расстоянии порядка Λ от контакта формируется слой пространственного заряда, в котором и происходит падение напряжения V между берегами, тогда как напряжение на самом контакте мало по сравнению

с V в меру малости отношения L/Λ , где $L > d$ - длина контакта. Поэтому на расстояниях $r \ll \Lambda$ от контакта волновые функции электронов будут иметь тот же вид, что и при отсутствии смещения на контакте eV . Отличие eV от нуля скажется только на функции распределения электронов по импульсам, равной ⁶

$$f_{\pm}(\vec{k}) = f_0(\epsilon_{\vec{k}} - \epsilon_F \pm eV/2 - e\varphi(0)), \quad (1)$$

где знак "+" относится к состояниям электронов, пришедших к контакту с импульсом $\hbar\vec{k}$ из первого берега (в котором потенциал равен $V/2$), знак "-" - к электронам, пришедшим из второго берега, $\varphi(0)$ - значение потенциала внутри канала, f_0 - ферми-распределение. Поэтому при $eV \ll \epsilon_F$ ток через контакт можно записать в виде ⁴

$$I(V) = (e/\pi\hbar) \sum_n \int d\epsilon T_n(\epsilon) [f_0(\epsilon - \tilde{\epsilon}_F - eV/2) - f_0(\epsilon - \tilde{\epsilon}_F + eV/2)], \quad (2)$$

где $T_n(\epsilon)$ - прозрачность n -го канала проводимости для электрона с энергией ϵ в пределе $V \rightarrow 0$; $\tilde{\epsilon}_F = \epsilon_F - e\varphi(0)$. Функция $T_n(\epsilon)$ имеет вид единичной ступени ($T_n(0) = 0$, $T_n(\infty) = 1$) при значении $\epsilon = E_n$ (E_n - n -й уровень энергии поперечного движения электрона в контакте). Ширина области размытия n -й ступени в контакте длиной L и диаметром d составляет ⁴

$$\delta\epsilon_n \simeq (\pi n/0, 16L^2d)(k(\epsilon)^{-2} \partial\epsilon/\partial k)|_{\epsilon=E_n}. \quad (3)$$

Число наблюдаемых при нулевой температуре ступеней кондактанса $G(d)$

$$N = (2d/\lambda_F) \leq N_0 = 1, 28\pi^2(L/\lambda_F). \quad (4)$$

При достаточно большой длине сужения

$$T_n(\epsilon) \simeq \theta(\epsilon - E_n)F_n(\epsilon), \quad (5)$$

где $\theta(\epsilon)$ - функция Хевисайда, а $0 \leq F_n(\epsilon) \leq 1$ описывает детали $T_n(\epsilon)$; при не слишком низких температурах $F_n(\epsilon) \approx 1$ ⁴.

Вторая производная ВАХ равна (см. рисунок)

$$d^2I/dV^2 = (e^3/4\pi\hbar) \int d\epsilon \left\{ \frac{\partial}{\partial\epsilon} [-f_0(\epsilon - \tilde{\epsilon}_F - eV/2) - f_0(\epsilon - \tilde{\epsilon}_F + eV/2)] \right\} \times \\ \times \sum_n \frac{dT_n(\epsilon)}{d\epsilon} \simeq (e^3/4\pi\hbar) \sum_n \{ \delta(eV/2 - (E_n - \tilde{\epsilon}_F)) - \delta(eV/2 - (\tilde{\epsilon}_F - E_n)) \}. \quad (6)$$

Она содержит пики при тех значениях смещения на контакте eV , когда внутрь содержащей токовые состояния полосы $[\tilde{\epsilon}_F - eV/2, \tilde{\epsilon}_F + eV/2]$ попадает очередной уровень E_n . Знак пика положителен, если $E_n > \tilde{\epsilon}_F$, и отрицателен, если $E_n < \tilde{\epsilon}_F$. Зависимость $d^2I/dV^2(V)$ позволяет установить энергии поперечных мод E_n и тем самым содержит информацию о диаметре контакта и потенциальном рельефе его поперечного сечения. Для существования эффекта условие $eV > \Delta E$ (ΔE - расстояние между уровнями в канале) должно быть совместимым с условием применимости формулы (2) $eV \ll \epsilon_F$, условием баллистичности контакта $l_\varphi \gg L, d$ (l_φ - длина сбоя фазы электрона в системе) и с условием наблюдаемости квантования кондактанса (4). Первые два требования приводят к условию $d^2 \gg \lambda_F^2$, а совместно с третьим и четвертым они дают следующее ограничение на форму и размеры контакта:

$$l_\varphi > 1, 28\pi^2 L > d > \lambda_F. \quad (7)$$

Теперь для полноты рассмотрим случай сильного экранирования ($\lambda \ll d$). В таких системах можно считать $\lambda_F \ll d$. Падение напряжения происходит вблизи краев сужения в области размером $\sim d$; электрическое поле проникает внутрь сужения также на расстояние $\sim d \ll L$. Поэтому при условии $eV \ll \sqrt{\epsilon_F \Delta \epsilon}$ (здесь $\Delta \epsilon \equiv \hbar^2/m^*d^2 \simeq \Delta E$) можно в первом приближении рассчитать ток при ступенчатом распределении потенциала ($\varphi = \pm V/2$ в берегах контакта: $\varphi = 0$ внутри сужения). Отклонения $\varphi(\vec{r})$ от этой зависимости вблизи концов сужения дадут малые поправки по параметру $eV/\sqrt{\epsilon_F \Delta \epsilon}$ ⁸. Методом⁴ можно получить выражение для тока

$$I(V) = (e/\pi\hbar) \int d\epsilon f_0(\epsilon - \epsilon_F) \sum_n [T_n^+(\epsilon, eV) - T_n^-(\epsilon, eV)]. \quad (8)$$

Здесь $T_n^\pm(\epsilon, eV) \simeq \theta(\epsilon \pm eV/2 - E_n) F_n^\pm(\epsilon)$; функции T_n^\pm и F_n^\pm имеют тот же смысл, что и в (5). Зависимость $d^2 I/dV^2(V)$, определяемая (8), аналогична второй производной ВАХ в пределе слабого экранирования (6) и содержит пики при тех же смещениях eV . Однако, требования в этом случае более жесткие: должно выполняться условие $l_\varphi \gg d \gg \lambda_F$ (а не $l_\varphi \gg d$, $d^2 \gg \lambda_F^2$).

Результаты сохраняют справедливость в случае трехмерных КБК. В этом случае пики второй производной ВАХ будут определяться энергиями E_{min} поперечных электронных мод, которые зависят от размеров и формы поперечного сечения микросужения. Поэтому можно ожидать обнаружения эффекта в полупроводниковых баллистических микроконтактах, удовлетворяющих ограничениям (7).

Автор благодарен И.О.Кулику за интерес к работе и стимулирующее обсуждение.

Литература

1. Wharam D.A. et al. J. Phys. C, 1988, 21, L209; Smith C.G. et al. J. Phys. C, 1988, 21, L893.
2. Глазман Л.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 218.
3. Szafer A., Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 300.
4. Загоскин А.М., Кулик И.О. ФНТ, 1990, 16, 911.
5. Глазман Л.И., Хаецкий А.В. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 546.
6. Itskowich I.F., Kulik I.O., Shekhter R.I. Solid State Comm., 1984, p. 421; Ицкович И.Ф., Шехтер Р.И. ФНТ, 1985, 11, 373.
7. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, с. 752.