Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.9, стр.702 - 704 © 1995г. 10 ноября

КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ В ДВУМЕРНЫХ ТОЧЕЧНЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ

М.В.Москалец[1)]

Поступила в редакцию 21 сентября 1995 г.

Показано, что в пределе сильного экранирования в микросужении существует электростатический потенциал, обусловленный квантованием поперечного движения электронов, что приводит к увеличению числа проводящих одномерных подзон контакта.

Экспериментальное [1,2] обнаружение квантования проводимости баллистических двумерных точечных контактов является яркой демонстрацией волнового поведения носителей тока. Теоретический анализ показал, что квантование проводимости в функции диаметра контакта в единицах $G_0 = 2e^2/h$ является вполне универсальным и имеет место как для контактов с резкой геометрией [3,4], так и для контактов с плавной геометрией [5,6]. Причиной квантования проводимости микросужения является квантование поперечного (по отношению к оси контакта X) движения электронов, приводящее к существованию одномерных проводящих подзон с энергией

$$\epsilon_m(p_x) = \epsilon_m(0) + p_x^2/2m^*, \qquad \epsilon_m(0) = \pi^2\hbar^2 m^2/d^2$$

(здесь m^* – эффективная масса электрона, p_x – импульс электрона, m – номер подзоны, d – ширина микросужения в самом узком месте). Проводимость каждой такой подзоны есть G_0. Проводящими являются подзоны, для которых выполнено условие $\epsilon_m(0) < \epsilon_F$ (ϵ_F – фермиевская энергия электронов в берегах контакта). При этом проводимость контакта равна $G = MG_0$, где M – количество проводящих подзон. Учитывая зависимость $\epsilon_m(0)$ от d, легко увидеть, что с увеличением диаметра контакта при $d = m\lambda_F/2$ (λ_F – длина волны фермиевского электрона, $m = 1, 2...$) очередная (m-я) подзона становится проводящей и проводимость контакта скачком увеличивается на G_0.

Условие $\epsilon_m(0) < \epsilon_F$ является следствием использования равенства химических потенциалов электронов в берегах и в микросужении. Однако детальный анализ показывает, что необходимо использовать равенство электрохимических потенциалов, поскольку в сужении, в условиях термодинамического равновесия, относительно берегов контакта появляется квантовый электростатический потенциал $\Phi(d) > 0$.

Покажем это. Для чего запишем выражение для плотности электронов в двумерном баллистическом канале шириной d при нулевой температуре:

$$n(d) = \frac{2}{hd}\sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} dp_x \theta(\epsilon_F - \epsilon_m(p_x) - e\Phi(d)). \tag{1}$$

[1)]Адрес для переписки: 310020 Украина, г.Харьков, проспект Ильича, 93-а, кв.48

Здесь $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Потенциал $\Phi(d)$ определяется из условия самосогласования, которое в пределе сильного экранирования

$$d \gg r_s \tag{2}$$

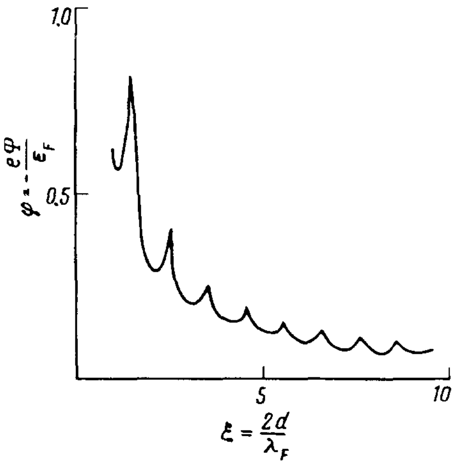
(r_s – радиус экранирования) сводится к условию электронейтральности. Предполагая, что фон положительного заряда одинаков в канале и в берегах (относительно нарушения этого условия см. ниже), из условия электронейтральности имеем

$$n(d) = n_0, \tag{3}$$

где $n_0 = 2\pi/\lambda_F^2$ – плотность электронов в берегах. Таким образом, из (1) и (3) получим условие самосогласования, определяющее величину потенциала, в следующем виде:

$$\frac{4}{\pi\xi}\sum_m (1+\varphi-\frac{m^2}{\xi^2})^{1/2}\theta(1+\varphi-\frac{m^2}{\xi^2}) = 1. \tag{4}$$

Здесь $\varphi = -e\Phi/\epsilon_F$, $\xi = 2d/\lambda_F$.



Зависимость потенциала от диаметра микросужения

Зависимость $\varphi(\xi)$ приведена на рисунке. По порядку величины значение потенциала Φ равно расстоянию между уровнями поперечного квантования $(\epsilon_m - \epsilon_{m+1})/e$ вблизи энергии Ферми, и при увеличении ширины канала ($\xi \to \infty$) стремится к нулю ($\varphi \to 0$).

Таким образом, с учетом квантового электростатического потенциала условие, определяющее количество проводящих одномерных подзон, следует записать в следующем виде:

$$\epsilon_m(0) + e\Phi(d) < \epsilon_F. \tag{5}$$

Ширина канала d_m, при которой появляется очередная (m-я) проводящая подзона, равна

$$d_m = \frac{\lambda_F}{2}\frac{m}{\sqrt{1+\varphi_m}}, \tag{6}$$

при этом потенциал (в единицах ϵ_F) равен

$$\varphi_m = 1 - \frac{\pi}{4}m\left(\sum_{k=1}^{m-1}\sqrt{1-\frac{k^2}{m^2}}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Увеличению числа проводящих подзон соответствуют локальные максимумы на зависимости $\varphi(\xi)$ (см. рисунок), расположенные, примерно, при полуцелых значениях параметра ξ, поэтому скачки на зависимости $G(d)$ будут расположены при $\xi_m \approx m - 0.5$.

Уравнение самосогласования (3) получено в предположении сильного экранирования (2). Для систем, использованных в [1,2], радиус экранирования порядка фермиевской длины волны, поэтому приведенные результаты справедливы в области ступеней (на зависимости $G(d)$) с большими номерами $m \gg 1$. При $d \sim \lambda_F$ вблизи краев канала на расстояниях порядка r_s образуется заряженный слой, препятствующий увеличению потенциала в канале. При дальнейшем уменьшении ширины канала ($d < \lambda_F$) потенциал Φ уже не будет компенсировать увеличение энергии $\epsilon_1(0) \sim 1/d^2$ и канал перейдет в непроводящее состояние ($G = 0$). (В пределе сильного экранирования канал остался бы проводящим и при $d \to 0$).

Отметим, что данный эффект, то есть появление разности потенциалов между сужением и берегами контакта, должен быть и в трехмерных баллистических контактах в условиях, когда существенно квантование поперечного движения электронов в области микросужения.

Вернемся к условию (3). В работе [7] предсказывается немонотонная зависимость плотности электронов от ширины двумерного канала. Однако измерения, проведенные в работе [8], показали, что зависимость $n_0(d)$ является монотонной. Такая монотонная зависимость может быть обусловлена особенностями формирования двумерного электронного слоя [9] и должна быть учтена следующим образом. Во-первых, уменьшение фермиевской энергии электронов в сужении $\epsilon_F(d) = \epsilon_F n_0(d)/n_0$ приводит к появлению разности потенциалов между сужением и берегами контакта $e\Phi = \epsilon_F(1 - n_0(d)/n_0)$ (аналог контактной разности потенциалов). Это приведет к замене в уравнении (1) и в условии (5) фермиевской энергии в берегах ϵ_F на фермиевскую энергию в сужении $\epsilon_F(d)$. Во-вторых, в правой части условия электронейтральности (3) следует использовать вместо плотности электронов в берегах n_0 величину $n_0(d)$.

В заключение отметим, что в настоящей работе предсказывается существование нового эффекта, суть которого заключается в появлении немонотонной (в зависимости от ширины микросужения) разности потенциалов между сужением и берегами контакта. Эта разность потенциалов не связана с электростатическим потенциалом, формирующим микросужение в двумерном электронном слое. Это термодинамически равновесная разность потенциалов, обусловленная исключительно проявлением квантовой природы движения электронов в микросужении.

---

1. B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J.Beenakker et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
2. D.A.Wharam, T.J.Thornton, R.Newbury et al., J. Phys. **C21**, L209 (1988).
3. И.Б.Левинсон, Письма в ЖЭТФ **48**, 273 (1988).
4. A.Szafer and A.D.Stone, Phys. Rev. Lett. **62**, 300 (1989).
5. Л.И.Глазман, Г.Б.Лесовик, Д.Е.Хмельницкий, Р.И.Шехтер, Письма в ЖЭТФ **48**, 218 (1988).
6. A.Kawabata, J. Phys. Soc. Jap. **58**, 372 (1989).
7. Y.Isawa, J. Phys. Soc. Jap. **57**, 3457 (1988).
8. D.A.Wharam, U.Ekenberg, H.Pepper et al., Phys. Rev. **B39**, 6283 (1989).
9. В.В.Шикин, Письма в ЖЭТФ **50**, 150 (1989).