Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 4, стр. 218–220 *25 августа 1988 г.*

БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СТУПЕНИ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В МИКРОСУЖЕНИЯХ

Л.И.Глазман, Г.Б.Лесовик, Д.Е.Хмельницкий
Р.И.Шехтер [1)]

Показано, что квантование сопротивления микросужений в двумерном электронном газе [1,2] возникает при достаточно плавной форме сужения: $\pi^2 \sqrt{2R/d} > 1$, d и R – диаметр и радиус кривизны сужения. Получена связь формы ступеней с геометрией сужения.

В недавно проведенных экспериментах на микросужениях, сформированных в двумерных электронных слоях, обнаружен эффект скачкообразного изменения кондактанса G в зависимости от ширины сужения d, регулируемой напряжением на затворе [1,2]. Величины соответствующих ступеней оказались равными фундаментальному кванту $e^2/\pi\hbar$. Подобная картина авторами [2] связывалась с представлением об электропроводности в длинном канале в условиях поперечного квантования электронов. Такая одномерная картина с хорошо определенными уровнями поперечного квантования действительно приводит к возникновению ступеней необходимой величины в G. Однако независимость G от длины канала ставит вопрос о вкладе в сопротивление областей аккомодации в концевых точках, где рассмотренная картина квантования поперечного движения нарушается. Влияние этих областей представляется весьма драматическим, если учесть, что согласно оценкам [3] апертурное сопротивление при $d \sim k_F^{-1}$ имеет тот же порядок величины $\pi\hbar/e^2$. Кроме того, геометрия канала в [1] определенно не похожа на одномерную. В связи с этим возникает вопрос об условиях наблюдения четкой картины квантования сопротивления и его чувствительности к геометрии сужения.

В настоящей работе мы покажем, что решающую роль в возможности наблюдения эффекта играет плавность изменения поперечного размера сужения. При этом существование универсальных ступеней $G(k_F d)$ не требует наличия резко ограниченной области с хорошо определенными уровнями поперечного квантования [2)]. Условие плавности сужения, благодаря численным факторам, оказывается не слишком жестким, также как и требование к длине канала.

Плавное изменение $d(x)$ делает возможным безотражательное согласование электронных состояний. Это выражается в возможности адиабатического разделения переменных в уравнении Шредингера. Если в согласии с условиями экспериментов [1,2] пренебречь искривлением дна квантовой ямы, то волновая функция $\psi(x, y)$, являющаяся решением граничной задачи

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi = E\psi, \qquad \psi[y = \pm d(x)/2] = 0 \tag{1}$$

может быть представлена в виде $\psi = \psi(x)\varphi_x(y)$, причем

$$\varphi_x(y) = [2/d(x)]^{1/2} \sin\{\pi n[2y + d(x)]/d(x)\} \tag{2}$$

[1)] Физико-технический институт низких температур АН УССР.

[2)] Напротив, в контактах с резкой геометрией из-за сильного рассогласования области сужения и двумерного слоя квантовые изменения проводимости проявляются в виде всплесков $G(k_F d)$, отвечающих резонансному прохождению электронов. Картина всплесков не универсальна и зависит от апертурного отражения электронных волн.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + \epsilon_n(x)\,\psi = E\psi, \quad \epsilon_n(x) = \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2md^2(x)} \cdot \tag{3}$$

При условиях плавного в масштабе k_F^{-1} изменения $d(x)$ потенциал $\epsilon_n(x)$ в (3) является квазиклассическим. Поэтому для всех n, удовлетворяющих условию $n < n_{max}(kd)$, эффекты отражения электронов несущественны, в то время как для $n > n_{max}(kd)$ существует классически запрещенная область и коэффициент прохождения экспоненциально мал. Величина n_{max} находится из условия вещественности квазиклассического импульса $p_n(x) = \{2m[E - \epsilon_n(x)]\}^{1/2}$ в самом узком месте $(x = 0)$ и имеет вид

$$n_{max}(kd) = [\ kd/\pi\ ], \tag{4}$$

где $[X]$ обозначает целую часть числа X. Вклад в ток вносят состояния, отвечающие $n < n_{max}$, для которых волновая функция имеет вид осциллирующей экспоненты.

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{p_n(\infty)}{p_n(x)}}\ \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_0^x p_n(x')dx'\right\}. \tag{5}$$

Потенциал электрического поля, приложенного к контакту плавно меняется в области сужения и выходит на постоянные значения $\pm eV/2$ вдали от него. Ток через контакт удобно вычислять в области постоянного значения потенциала. Кондактанс $G = dI/dV|_{V=0}$ определяется матрицей коэффициентов прохождения T_{nm} электронных волн, отвечающих различным каналам [3]. При адиабатическом прохождении сужения перепутывание каналов отсутствует и $T_{nm} = \delta_{nm}\,\theta(n_{max} - n)$. Кондактанс равен

$$G(k_F d) = \frac{e^2}{\pi\hbar}\, n_{max}(k_F d). \tag{6}$$

Резкое ступенчатое изменение $G(k_F d)$ при $k_F d = \pi n$ является следствием квазиклассического приближения, справедливого для решений уравнения (3). Учет эффектов туннелирования и надбарьерного отражения вблизи классической точки поворота приводит к размытию резкого края ступеней. Изменение n_{max} на единицу отвечает прохождению точки поворота через центр сужения, где функция $\epsilon_n(x)$ имеет максимум. Форма ступени $\delta G[(k_F d/\pi) - n]$ зависит от кривизны в центре сужения $\partial^2 d/\partial x^2 = 2/R$ и описывается выражением

$$\delta G(z) = \frac{e^2}{\pi\hbar}[\,1 + \exp(-z\pi^2\sqrt{2R/d}\,)]^{-1}, \qquad z = \frac{k_F d}{\pi} - n\,. \tag{7}$$

Как видно из (7), ширина ступени слабо зависит от номера n. Обратим внимание на численный фактор $\pi^2\sqrt{2}$ в экспоненте в (7), который обеспечивает резкость ступени даже при $R = d$. Формула (7) дает форму ступени при низких температурах $T < \Delta = n\hbar^2/m(2Rd^3)^{1/2}$. При $T > \Delta$ фактор $\pi^2\sqrt{2R/d}$ в экспоненте в (7) следует заменить на $\hbar^2\pi^2 n/md^2T$.

Неадиабатичность приводит к переходам между каналами, отвечающими различным n. Это не препятствует квантованию кондактанса G, если вероятность отражения при таком изменении номера канала мала. Можно показать, что условие малости вероятности отражения не накладывает дополнительных ограничений по сравнению с условием резкости ступеней (7)

$$\pi^2\sqrt{2R/d} > 1\,, \tag{8}$$

Если длина L сужения превышает $\sqrt{Rd}$ в несколько раз, то ширина канала на этой длине изменяется достаточно, для того чтобы падение напряжения было сосредоточено в адиабатической области движения электронов. В этом случае $(L > \sqrt{Rd})$ вклад областей аккомодации в полное сопротивление не существенен.

Для квантования кондактанса важно, чтобы из-за рассеяния на примесях не возникали бы переходы между адиабатическими термами. Это значит, что длина пробега l (не путать с транспортной длиной l_{tr}) должна быть достаточно велика

$$l \gg \sqrt{Rd}. \qquad (9)$$

Плавное изменение формы контакта, видимо, реализуется в [1, 2], благодаря электростатической природе потенциальных барьеров, формирующих сужение. Ступени кондактанса проявляются на образцах, имеющих сужение в форме перемычки. Для образцов с разветвлением в области сужения [4] квантование G не наблюдается, что может быть связано с неизбежным нарушением адиабатичности при такой геометрии. Ступенчатая зависимость G от $k_F d$ могла бы проявляться и в контактах трехмерных проводников, если бы было выполнено условие адиабатичности.

Авторы благодарны Г.Тимпу за стимулирующее обсуждение эксперимента и И.Б.Левинсону за обсуждение результатов.

Литература

1. *Van Wees B.J., van Houten H., Beenakker C.W.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 848.
2. *Wharam D.A., Thornton T.J., Newbury R. et al.* J. Phys., 1988, **21**, L209.
3. *Imry J.* In Direction in Condensed matter Physics. Ed by G. Grinstei and G.Masenko. Singapore: World Scientific Publ., 1986, p. 101.
4. *Timp G. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 2081.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
Академии наук СССР

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 июля 1988 г.