Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 10, стр. 546 – 549 *25 ноября 1988 г.*

НЕЛИНЕЙНАЯ КВАНТОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МИКРОСУЖЕНИЯ

Л.И.Глазман, А.В.Хаецкий

Показано, что рост тянущего напряжения V приводит к размытию квантовых ступеней зависимости тока через микросужение [1, 2] от диаметра сужения. Число ступеней этой зависимости становится ограниченным, $n < 2\bar{E}_F/eV$. В дифференицальном кондактансе появляются дополнительные ступени, кратные полуцелому кванту $e^2/2\pi h$.

В недавних экспериментах [1, 2] было обнаружено квантование кондактанса G баллистического микросужения в двумерной электронной системе. В зависимости G от диаметра сужения d [1)] наблюдались хорошо выраженные плато при целочисленных значениях $(\pi\hbar/e^2)G$. Теория этого явления [3] связывает возникновение плато с адиабатическим прохождением электронной волны через микросужение. Адиабатичность обусловлена плавностью сужения и означает возможность эффективного разделения продольной и поперечной по отношению к оси канала переменных. Номер моды n поперечного квантования является адиабатическим инвариантом, а соответствующая энергия $\widetilde{E}_n(x)$ зависит от координаты x вдоль оси канала и входит как эффективный потенциал в одномерное уравнение Шредингера, описывающее продольное движение электрона. В кондактанс вносят вклад те моды, для которых максимальное значение потенциала $\widetilde{E}_n(0)$ меньше энергии Ферми. Приложенное к контакту тянущее напряжение V определяет вблизи уровня Ферми полосу энергий eV электронов, дающих вклад в ток.

Обычно нейлинейность баллистической проводимости определяется малым параметром eV/E_F. Специфика ситуации с управляемой величиной d состоит в том, что при включении очередного канала n полоса энергий $E_F - \widetilde{E}_n(0)$ "токовых" состояний может оказаться сравнимой с eV, даже при условии $eV/E_F \ll 1$. Это обстоятельство и определяет сильную нелинейность в области ступени, разделяющей соседние плато в зависимости $G(d)$.

В настоящей работе показано, что при конечном напряжении V резкие (в пределе $V \to 0$) ступени зависимости тока $I(d)$ уширяются. Уширение растет линейно с номером ступени n и при $n > 2E_F/eV$ плато в зависимости $I(d)$ пропадают. В зависимости дифференциального кондактанса $G = \partial I/\partial V$ от d наряду с целочисленными возникают дополнительные плато, расположенные между целочисленными, см. рис. 1, 2. Ширина дополнительных плато растет с увеличением eV и номера n. Для всех дополнительных плато (кроме нескольких первых) значения $(\pi\hbar/e^2)G$ близки к полуцелым.

При $V \to 0$ включение в кондактанс очередной моды происходит при изменении величины $E_F - \widetilde{E}_n(0)$ в интервале энергий $\Delta_n = n\hbar^2/m(2Rd^3)^{1/2}$, где R – радиус кривизны сужения [3]. Вычислим вклад в ток одной моды при произвольном соотношении между eV и Δ_n. Считая $eV/E_F \ll 1$ и $T \ll \Delta_n, eV$, и пользуясь известной [4] формулой для коэффициента прохождения через параболический барьер, получаем:

$$\delta I_n = \frac{e}{\pi\hbar}\Delta_n \ln\left\{\frac{1+\exp\left(\dfrac{E_F - \widetilde{E}_n(0) + \dfrac{eV}{2}}{\Delta_n}\right)}{1+\exp\left(\dfrac{E_F - \widetilde{E}_n(0) - \dfrac{eV}{2}}{\Delta_n}\right)}\right\}. \qquad (1)$$

---

1) Диаметр управлялся напряжением на затворе V_G.

Из (1) видно, что при $eV \gg \Delta_n$ включение очередной моды происходит в интервале $|E_F - \widetilde{E}_n(0)| < eV/2$, причем практически во всем этом интервале δI_n пропорционально величине $E_F + \frac{eV}{2} - \widetilde{E}_n(0)$. Ток через сужение определяется суммой парциальных токов (1) отдельных мод и при $eV \gg \Delta_n$ имеем:

$$I(z) = \frac{e^2 V}{\pi\hbar}\frac{(n_1+n_2)}{2} + \frac{eE_F}{\pi\hbar}(n_2-n_1)\{1-\frac{2(n_1^2+n_2^2+n_1n_2)+3(n_1+n_2)+1}{6z^2}\} - \frac{e^2\varphi_0}{\pi\hbar}(n_2-n_1), \tag{2}$$

$$n_1(z) = [z(1-\frac{eV+2e\varphi_0}{2E_F})^{1/2}], \qquad n_2(z) = [z(1+\frac{eV-2e\varphi_0}{2E_F})^{1/2}].$$

Здесь вместо диаметра сужения d мы ввели безразмерную переменную $z = k_F d/\pi$, прямые скобки в (2) означают целую часть числа. Потенциал $\varphi_0 = (\widetilde{E}_n(0) - E_n(0))/e$ определяет отличие энергии $\widetilde{E}_n(0)$ от значения [3] $E_n(0) = \hbar^2\pi^2 n^2/2md^2$, возникающее за счет приложенного к каналу конечного напряжения V.

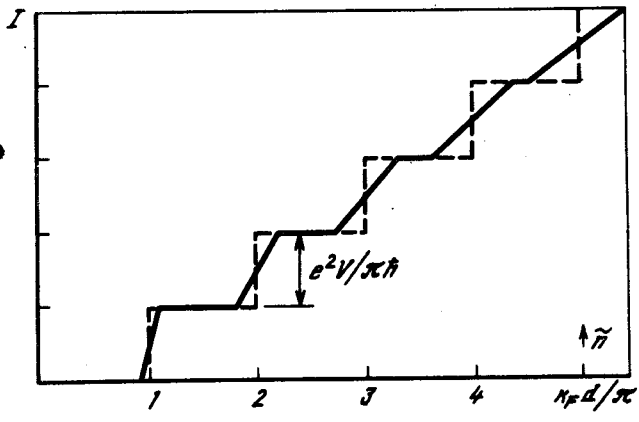

Рис. 1. Зависимость тока через сужение от диаметра при конечном тянущем напряжении V (сплошная линия). Штриховая линия соответствует случаю $V = 0$

Из (2) легко видеть, что n-му плато в зависимости $I(z)$ отвечает интервал значений z, для которого $n_1 = n_2 = n$. Области n-ой ступени (которая есть переход от $(n-1)$-го к n-му плато) соответствуют те значения z, при которых $n_2 = n_1 + 1 = n$. Ширина ступени δz_n растет с ее номером: $\delta z_n = (eV/2E_F)n$. Середина n-ой ступени совпадает с целочисленным значением $z = n$ с точностью до малой [2)] величины $\sim eV/E_F$. Описанная картина реализуется для $z < \widetilde{n} = [2E_F/eV]$, см. рис. 1. С ростом z зависимость $I(z)$ приближается к линейной:

$$I(z) = \frac{e^2 V}{\pi\hbar}(z - \frac{1}{2}), \tag{3}$$

причем плато при $z > \widetilde{n}$ отсутствуют, а отклонения от (3) не превышают величины $\sim (eV/E_F)(e^2V/\pi\hbar)$. Эти отклонения описываются ломаной с масштабом изменения $\delta z \sim$

---

2) Это утверждение основано на неравенстве $\varphi_0 < V/n$, которое мы получим ниже.

~ 1. Обратим внимание на слагаемое $(-{}^1/_2)$ в (3). Оно отвечает первой квантовой поправке к классической формуле Шарвина.

Изложенное выше показывает, что не все состояния полосы энергий eV вносят равноценный вклад в ток при z, близких к целым значения. Это обстоятельство проявляется в необычной зависимости от z дифференциального кондактанса $G(z) = \partial I(z)/\partial V$. Дифференцируя (2) по напряжению, следует учесть неявную зависимость от V величин φ_0 и d. Зависимость φ_0 от V определяется характером распределения приложенного напряжения вдоль канала. Зависимость $d(V)$ связана с электростатическим способом формирования сужения. Его возникновение обусловлено выталкиванием электронов из области под затвором. Для определенности мы считаем электростатический потенциал на затворе нулевым. Соответственно, потенциалы левого и правого берегов сужения равны $V_G - {}^V/_2$ и $V_G + {}^V/_2$. Ниже мы покажем, что неявными зависимостями φ_0 и d от V в наиболее интересной области $1 \ll z \lesssim n$ можно пренебречь и дополнительные ступени в кондактансе (см. рис. 2) отвечают полуцелым значениям кванта:

$$G(z) = \frac{e^2}{\pi\hbar}\left(n - \frac{1}{2}\right), \qquad |z - n| \lesssim n\frac{eV}{4E_F}. \tag{4}$$

При малых номерах n дополнительные плато также существуют, однако соответствующие значения G могут отличаться от полуцелых.

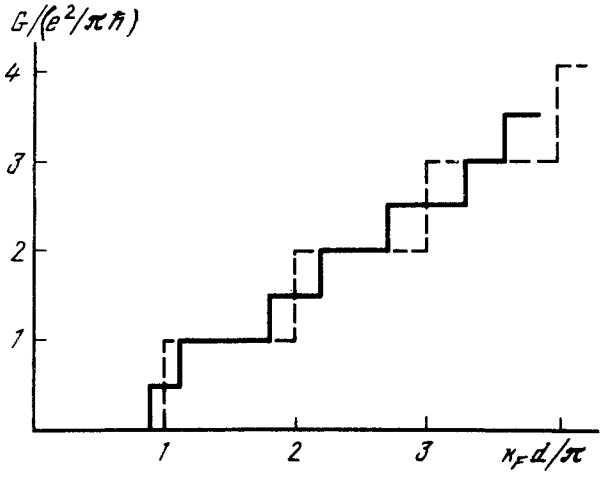

Рис. 2. Дополнительные ступени в зависимости $G(d)$, см (4)

Выясняя вопрос о распределении потенциала вдоль канала следует учесть прежде всего, что в двумерном электронном газе электрическое поле заряда экранируется на расстояниях порядка боровского радиуса a_B [5]. Это позволяет, как и в теории классических микроконтактов [6], использовать условие электронейтральности. При этом отклонение φ_0 от нуля обусловлено разностью вероятностей прихода электронов W_- и W_+ из левого и правого берегов в место наибольшего сужения. Легко понять, что значение $\varphi_0 \sim V(W_+ - W_-) : (W_+ + W_-)$. В области $z \lesssim \tilde{n}$ отношение $(W_+ - W_-)/(W_+ + W_-) \sim {}^1/_z$, т. к. для квазиклассического барьера только для одной (включающейся) моды упомянутые вероятности различаются. Итак, в области n-ой ступени $\varphi_0/V \sim {}^1/_n$ и вклад в G от дифференцирования φ_0 мал.

Обратимся к влиянию V на величину d. Отметим сразу, что для симметричной геометрии сужения $\partial d/\partial V \propto eV/E_F$ и соответствующим вкладом в G можно пренебречь. Для произвольной геометрии сужения $\partial d/\partial V \lesssim \partial d/\partial V_G$. Выяснение зависимости положения границы сужения от V_G требует решения двумерной нелинейной задачи экранирования. Мы получим лишь параметрическую оценку величины $\partial d/\partial V_G$, полагая ширину литографичес-

кой щели в затворе [1,2] равной D. Важным малым параметром в дальнейшем является отношение a_B/D. Этот параметр позволяет использовать процедуру последовательных приближений для решения уравнения самосогласования [5] в двумерном случае и получить для вариации электрического потенциала в плоскости оценку $\varphi^{(1)} \sim a_B V_G/(D-d)$. Очевидно, что границе двумерного газа отвечает значение $e\varphi^{(1)} = E_F$. Отсюда найдем:

$$D - d \sim \frac{eV_G}{E_F} a_B . \qquad (5)$$

Формулы (2) и (5) позволяют оценить вклад зависимости $d(V)$ в величину кондактанса. Этот вклад в единицах кванта не превышает величины $a_B k_F/n$. В используемых [1,2] гетероструктурах $a_B k_F \sim 1$ и для больших n оцененный вклад несущественен. Таким образом, для большинства дополнительных плато выполняется соотношение (4).

Мы благодарны И.Б.Левинсону и Р.И.Шехтеру за полезные обсужения.

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. C, 1988, **21**, L209.

3. *Глазман Л.И., Лесовик Г.Б., Хмельницкий Д.Е., Шехтер Р.И.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 218.

4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974, с.220.

5. *Андо Т., Фаулер Ф., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985, с. 28.

6. *Кулик И.О., Омельянчук А.Н., Шехтер Р.И.* ФНТ, 1977, **3**, 1543.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 октября 1988 г.