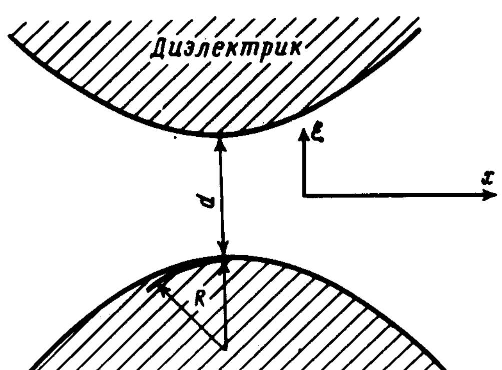
Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 9, стр. 513 – 515 *10 мая 1989 г.*

КВАНТОВЫЙ ИЗБЫТОЧНЫЙ ШУМ В ДВУМЕРНЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ МИКРОКОНТАКТАХ

Г.Б.Лесовик

Показано, что в условиях, когда матрица коэффициентов прозрачности t_{nm}, описывающая транспорт, диагональна и t_{nn} равны единице или нулю, а кондактанс G точно квантуется в единицах $e^2/\pi\hbar$, избыточный шум в пренебрежении неупругими процессами отсутствует. Поэтому спектральная интенсивность избыточного шума $S_v(\omega)$ максимальна в узкой области параметров, отвечающих переходу от $G = \frac{e^2}{\pi\hbar} n$ к $G = \frac{e^2}{\pi\hbar}(n+1)$.

Рассмотрим микроконтакт, реализованный в виде микросужения в двумерном электронном слое с плавной границей раздела проводящей и диэлектрической области (рис.). Такие микроконтакты использованы в экспериментах по наблюдению квантования сопротивления в зависимости от ширины d [1,2]. В работе [3] показано, что переменные в уравнении Шредингера для такой геометрии в адиабатическом приближении разделяются и кондактанс G может быть выражен по многоканальной формуле Ландауера [4] через сумму коэффициентов прозрачности в каждом канале (при $k_b T = 0$) следующим образом: $G = \frac{e^2}{\pi\hbar} \sum_n D_n(\epsilon_F)$. Коэффициенты $D_n(\epsilon_F)$ были вычислены как функции ширины d и радиуса кривизны микросужения R. Полученные зависимости объясняют экспериментально наблюдавшуюся ступенеобразную зависимость G от ширины d. На плато кондактанс оказывался равным $G = \frac{e^2}{\pi\hbar} n$, n – целое число. Это соответствует ситуации, когда n каналов полностью открыты, а остальные закрыты.



В данной работе показано, что спектральная плотность избыточного токового шума может быть выражена через те же коэффициенты прозрачности $D_n(\epsilon)$, и в специфической ситуации, когда все D_n либо 0, либо 1, избыточный шум в пренебрежении неупругими процессами отсутствует. (Избыточным принято называть шум, возникающий при протекании конечного тока в дополнение к равновесному найквистовскому).

Оператор полного тока

$$\hat I(x,t) = \frac{ie\hbar}{2m} \int d\xi (\vec\nabla \hat\Psi^+(\mathbf{r},t)\hat\Psi(\mathbf{r},t) - \hat\Psi^+(\mathbf{r},t)\vec\nabla\hat\Psi(\mathbf{r},t)) \quad (1)$$

выражается через $\hat\Psi$ – операторы системы, которые имеют вид:

$$\hat\Psi = \sum_n \int \frac{dp}{\pi\hbar} \hat a_n(p) e^{\frac{ipx}{\hbar} - \frac{i}{\hbar}(\frac{p^2}{2m} - \mu - \frac{eV}{2})t} \varphi_n(\xi) A_n(\frac{p^2}{2m} + \frac{eV}{2}) +$$

$$+\sum_n \int \frac{dp}{\pi\hbar}\hat{b}_n(p)e^{-\frac{i}{\hbar}(\frac{p^2}{2m}-\mu+\frac{eV}{2})t}\varphi_n(\xi)\{e^{-i\frac{p}{\hbar}x}+B_n(\frac{p^2}{2m}-\frac{eV}{2})e^{i\frac{p}{\hbar}x}\}$$

$$\hat{\Psi}^+=\sum_n \int \frac{dp}{\pi\hbar}\hat{a}_n^+(p)e^{-i\frac{p}{\hbar}x+\frac{i}{\hbar}(\frac{p^2}{2m}-\mu-\frac{eV}{2})t}\varphi_n^*(\xi)A_n^*(\frac{p^2}{2m}+\frac{eV}{2})+$$

$$+\sum_n \int \frac{dp}{\pi\hbar}\hat{b}_n^+(p)e^{\frac{i}{\hbar}(\frac{p^2}{2m}-\mu+\frac{eV}{2})t}\varphi_n^*(\xi)\{e^{i\frac{p}{\hbar}x}+B_n^*(\frac{p^2}{2m}-\frac{eV}{2})e^{-i\frac{p}{\hbar}x}\}. \quad (2)$$

Здесь μ — химический потенциал электронов, V — разность потенциалов на берегах, A_n, B_n — амплитуды прошедшей и отраженной волны в соответствующем канале, $\hat{a}^+$, $\hat{a}$ — операторы рождения и уничтожения частиц в левом резервуаре, $\hat{b}^+$, $\hat{b}$ — в правом.

Искомое выражение для спектральной плотности избыточного шума

$$S_v(\omega)=\int dte^{i\omega t}(\frac{1}{2}\langle\hat{I}(t)\hat{I}(0)+\hat{I}(0)\hat{I}(t)\rangle-\langle\hat{I}\rangle^2)-S_0(\omega)$$

(здесь угловые скобки означают усреднение по матрице плотности, $S_0(\omega)$ — спектральная плотность равновесного шума) имеет вид:

$$S_v(\omega)=\frac{e^2}{\pi^2\hbar^2}\sum_{+,-,k}\int d\epsilon\,\{n^a(\epsilon\pm\omega)(1-n^a(\epsilon))D_k(\epsilon\pm\omega)D_k(\epsilon)+$$

$$+n^a(\epsilon\pm\omega)(1-n^b(\epsilon))D_k(\epsilon\pm\omega)(1-D_k(\epsilon))+n^b(\epsilon\pm\omega)(1-n^a(\epsilon))D_k(\epsilon)(1-D_k(\epsilon\pm\omega))+$$

$$+n^b(\epsilon\pm\omega)(1-n^b(\epsilon))D_k(\epsilon\pm\omega)D_k(\epsilon)\}-S_0(\omega). \quad (3)$$

Здесь $n^a(\epsilon)=[\exp(\frac{\epsilon-eV/2}{k_BT})+1]^{-1}$, $n^b(\epsilon)=[\exp(\frac{\epsilon+eV/2}{k_BT})+1]^{-1}$, $D_k(\epsilon)=|A_k(\epsilon)|^2$.

В случае, когда температура T равна нулю, а $eV\ll\Delta E$, где ΔE — характерный масштаб, на котором меняется прозрачность, мы получим из (3) следующую формулу для самых малых частот:

$$S_v(\omega=0)=\frac{e^2}{\pi^2\hbar}eV\sum_n D_n(1-D_n) \quad (4)$$

Заметим, что если все $D_n\ll 1$, эта формула дает обычный дробовой шум: $S_v(\omega=0)=\frac{e\langle I\rangle}{\pi}$.

Если же все коэффициенты D_n либо ноль, либо единица, то избыточный шум отсутствует. Полученные в [3] зависимости $D_n(\epsilon)$ имеют вид $D_n(\epsilon)=(1+\exp(-\epsilon/\Delta E_n))^{-1}$ (здесь $\Delta E_n=$ $=\hbar^2 n/\sqrt{2Rd^3}m$), и мы видим, что отличный от нуля вклад в S_v возникает только при $\mu\sim E_n$. В ситуации, когда $\mu=E_n$, можно получить следующие формулы для различных предельных случаев:

$$S_v(\omega=0)=\frac{e^2}{\pi^2\hbar}\frac{(eV)^2}{4k_BT} \qquad (eV\ll k_BT\ll\Delta E_n) \quad (5)$$

$$S_v(\omega=0)=\frac{e^2}{\pi^2\hbar}\frac{(eV)^2}{6\Delta E_n} \qquad (eV,\ \Delta E_n\ll k_BT). \quad (6)$$

Масштаб спадания $S_v(\omega)$ по частоте — наименьшая из величин $eV/\hbar$, $k_BT/\hbar$, $\Delta E_n/\hbar$.

Автор благодарен Л.Б.Иоффе, Д.Е.Хмельницкому, А.И.Ларкину за обсуждения.

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. 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. *Landauer R.* In: Localization, Interaction, and Transport Phenomena, Springer-Verlag, 1984.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 марта 1989 г.