Письма в ЖЭТФ, том 70, вып.3, стр.209 - 215

ФЛУКТУАЦИИ ТОКА В ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ КОНТАКТЕ

Г.Б.Лесовик

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН

117940 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 1999 г.

Показано, что на конечной частоте в идеально проводящем контакте дробовой шум конечен. Для квантового проводника, в котором электронный транспорт можно адекватно описать в модели невзаимодействующих электронов с помощью матрицы рассеяния, представлена полная формула для коррелятора токов при конечной частоте. Указывается на эквивалентность описания электронного транспорта в подходе Ландауэра (с использованием матрицы рассеяния) и описания с помощью келдышевской техники. При помощи общей формулы вычислен шум в идеально проводящем контакте. Показано, что в таком контакте спектральная плотность шума имеет особенность на "джозефсоновской" частоте $\omega = eV/\hbar$, задаваемой напряжением.

PACS: 73.40.-c

В идеальном проводнике с вероятностью переноса электронов, равной единице ($T = 1$), дробовой шум на малой частоте подавлен, как было показано теоретически для случая квантового точечного контакта в [1 – 4] с использованием кванвомеханического описания в терминах матрицы рассеяния, а еще раньше с помощью квазиклассического описания для баллистических микроконтактов в [5, 6] и экспериментально подтверждено для квантовых точечных контактов авторами работ [7, 8]. Такое же явление было предсказано теоретически [9] и подтверждено экспериментально для проводников в режиме дробного квантового эффекта Холла [10, 11]. Тем не менее, на конечной частоте шум остается конечным даже в идеальном квантовом проводнике, и именно этот эффект обсуждается в данном письме.

В проводнике, в котором электронный транспорт можно адекватно описать в модели невзаимодействующих электронов с помощью матрицы рассеяния, величина *спектральной плотности дробового шума на нулевой частоте дается формулой* [1 – 4]

$$S(0) = 2e^3V/h \sum_n T_n(1 - T_n), \tag{1}$$

где V – тянущее напряжение, e – заряд электрона, T_n – прозрачность в собственном канале n, h – постоянная Планка, температура θ предполагается равной нулю. Из этого выражения непосредственно следует утверждение о полном подавлении шума при $T = 1$.

Качественно подавление дробового шума при $T = 1$ на малых частотах обсуждалось много раз, и мы лишь коротко повторим соответствующие аргументы. Первым условием наличия дробового шума является дискретность заряда электрона. Действительно, если при фиксированном токе заряд устремить к нулю, то шум исчезает, так как $S(0)/I \propto e$.

При нулевой температуре и конечном напряжении единственной причиной флуктуаций тока (помимо уже упомянутой дискретности заряда), переносимого невзаимодействующими электронами, является вероятностная природа туннелирования

через барьер (или рассеяния на примесях), точнее говоря, вероятностная природа процесса измерения, при котором электроны регистрируютя либо в левом резервуаре (прошедшими через барьер), либо в правом (отраженными от барьера). Поэтому если прозрачность T становится единицей, эта причина для флуктуаций пропадает. При этом тот факт, что электроны подчиняются статистике Ферми, обеспечивает отсутствие низкочастотных флуктуаций из-за нерегулярности поступления электронов из резервуара.

Обсудим теперь шум на конечной частоте. Чтобы понять, почему в этом случае шум конечен, мы должны уточнить приведенные выше аргументы. Шум на нулевой частоте может быть связан с флуктуациями заряда, перенесенного через проводник за некоторое время t следующим образом [12]: $\lim_{t\to\infty}\langle(\delta Q_t)^2\rangle/t = S(0)$. Поэтому, если флуктуации перенесенного заряда растут медленнее, чем t, шум на нулевой частоте равен нулю. Именно это имеет место для проводника с $T = 1$. В то же время даже в идеальном проводнике при нулевой температуре и конечном напряжении флуктуации заряда не равны нулю:

$$\langle(\delta Q_t)^2\rangle = 2e^2/\pi^2 \ln t\Omega + e^2/4\pi^2[(eV/2\epsilon_F)^2 - \sin^2(eVt/2\hbar)(\hbar/\epsilon_F t)^2],$$

где Ω – некоторая частота обрезания, ϵ_F – энергия Ферми. Первое слагаемое в этом выражении связано с наличием нулевых колебаний [13] и, в свою очередь, с тем фактом, что фермиевские корреляции не могут полностью подавить флуктуации и зафиксировать положение электронов относительно друг друга. Второе слагаемое зависит от приложенного напряжения и есть (условно говоря) результат флуктуаций, связанный с переходами левых электронов в правые и наоборот.

Конечность шума на конечной частоте можно теперь прокомментировать так. Хотя при $T = 1$ волновой пакет, выходящий из одного резервуара, полностью проходит в другой резервуар и вероятность зарегистрировать там электрон с течением времени стремится к единице, тем не менее процесс переноса заряда не вполне однороден во времени, и имеются осцилляции на частоте приложенного напряжения. В частности, для симметризованного парного коррелятора токов главный (на больших временах $t \gg \hbar/eV$) вклад в осциллирующую зависимость имеет вид

$$\langle I(0)I(t)\rangle = \frac{e^2}{\pi^2}\frac{(eV)^3}{8\epsilon_F^2\hbar t}\sin(eVt/\hbar).$$

Технически наличие таких флуктуаций связано с тем, что матричный элемент оператора тока, взятый между двумя плоскими волнами с противоположными по знаку волновыми векторами,

$$\langle\exp(ik_1x)|\hat{I}|\exp(-ik_2x)\rangle = \frac{ie\hbar}{2m}[-ik_1 + ik_2]\exp(-[ik_1 + ik_2]x)\rangle$$

не равен нулю, если абсолютные величины векторов не равны друг другу. Это вызывает переходы между "левыми" и "правыми" электронами. Такие переходы не дают вклада в одночастичные величины типа проводимости на нулевой частоте, но проявляются в двухчастичных корреляциях, в частности в корреляторе токов.

Вычислим теперь полный коррелятор токов, из которого следуют приведенные выше выражения. Описание транспорта в неравновесной системе наиболее последовательно может быть проведено с помощью подхода, описанного Келдышем [15]. При

таком подходе к транспорту, так же как и при использовании кинетического уравнения, неравновесность, вызванная наличием в цепи электродвижущей силы, описывается заданием в берегах граничных условий на "келдышевскую" или "$-+$"функцию Грина $G_{-+}(x_1, x_2) = i\langle\Psi^\dagger(x_2)\Psi(x_1)\rangle$:

$$G_{-+}(x_1, x_2)|_{x_n=X_\beta} = G^{eq}_{-+}(X_\beta, X_\beta). \tag{2}$$

Здесь $G^{eq}_{-+}(X_\beta, X_\beta)$ – равновесная функция Грина в берегах. Можно убедиться, что для невзаимодействующей системы электронов этот подход совершенно эквивалентен подходу, который был инициирован работами Ландауэра и других авторов [16]. В подходе Ландауэра предполагается, что электроны, вылетающие из разных резервуаров, нескоррелированы. Числа заполнения для соответствующих состояний определяются химическим потенциалом и температурой в соответствующем резервуаре. Процесс же рассеяния электронов на статическом потенциале внутри проводника, соединяющего резервуары, описывается чисто квантовомеханически с помощью волновых функций, являющихся точными решениями задачи рассеяния.

Вышесказанное удобно описать в формализме вторичного квантования. Электронные ψ-операторы записываются в базисе состояний рассеяния Липпмана–Швингера, $\hat{\Psi}(r) = \sum_{\alpha,\epsilon,n} \hat{c}_{\alpha,\epsilon,n}\varphi_{\alpha,\epsilon,n}(r)$, имеющих (в резервуаре β) следующий асимптотический вид:

$$\varphi_{\alpha,\beta,\epsilon,n}(r) = \frac{\exp(-ik_{nn}|x|)}{\sqrt{v_{nn}}}\chi_{\beta,\epsilon,n,-}(y)\delta_{\beta,\alpha}+$$

$$+\sum_m S_{\alpha,\beta,\epsilon,n,m}\frac{\exp(+ik_{nm}|x|)}{\sqrt{v_{nm}}}\chi_{\beta,\epsilon,m,+}(y). \tag{3}$$

Операторы рождения $\hat{c}^\dagger_{\alpha,\epsilon,n}$ создают состояния электронов, испускаемых из резервуара α с энергией E в поперечном канале n. Индексы $\pm$ у функций χ, описывающих движение по оси y (мы для простоты считаем проводник двумерным), указывают на направление движения по оси x вдоль проводника. Введение таких индексов необходимо при наличии магнитного поля. Волновые векторы выбраны положительными, при этом $\hbar^2 k^2_{nm} + \epsilon_m = \epsilon$, где ϵ_m – энергия квантования в m-ой поперечной моде (канале).

Матрица плотности системы записывается в соответствие с предположением о нескоррелированности резервуаров как прямое произведение независимых множителей, описывающих каждый из резервуаров:

$$\hat{\rho} = \Pi_\alpha \exp(-\sum_{\epsilon,n} \hat{c}^\dagger_{\alpha,\epsilon,n}\hat{c}_{\alpha,\epsilon,n}(\epsilon - \mu_\alpha)]/\theta_\alpha). \tag{4}$$

Здесь $\mu_\alpha, \theta_\alpha$ – химический потенциал и температура в резервуаре α.

При описании проводника в сечении которого имеются n каналов, а в резервуаре N каналов, мы получим, что неравновесная часть функции распределения, или келдышевской функции Грина, будет иметь малую поправку, если отношение n/N мало́, так как в этом случае в каждом из резервуаров доля неравновесных электронов, пришедших из других резервуаров, будет мала в меру неравенства $n/N \ll 1$. Таким образом, анзатц (3)–(4), использумый в подходе Ландаура (подход с использованием матрицы рассеяния), с хорошей точностью удовлетворяет граничным условиям на

келдышевскую функцию (2) (см. также [17]). При этом число каналов в резервуаре следует определять на расстоянии порядка неупругой длины пробега L_{inel} от проводника, мы предполагаем $L_{inel} \gg L$, L – характерный размер проводника. Для грязного проводника с постоянным сечением роль малого параметра $n/N \ll 1$ играет отношение числа открытых каналов к полному числу каналов, $n/N \sim l/L \ll 1$, l – упругая длина свободного пробега.

Используя теперь (3)–(4) для вычисления коррелятора полных токов в резервуарах β', β в сечениях x_1, x_2 на конечной частоте

$$\langle\langle I_{-\omega}(\beta', x_1) I_\omega(\beta, x_2)\rangle\rangle = \int dt \exp(i\omega t) \mathrm{Tr}\{\hat{\rho}\hat{I}_{\beta'}(x_1) e^{i\hat{H}t} \hat{I}_\beta(x_2) e^{-i\hat{H}t}\} - \\ - \langle\hat{I}_{\beta'}(x_1)\rangle\langle\hat{I}_\beta(x_2)\rangle \tag{5}$$

(здесь $\hat{H} = \sum_{\alpha,\epsilon,n} \hat{c}^\dagger_{\alpha,\epsilon,n}\hat{c}_{\alpha,\epsilon,n}\epsilon$), получаем следующее выражение:

$$\langle\langle I_{-\omega}(\beta', x_1) I_\omega(\beta, x_2)\rangle\rangle = 2e^2 \sum_{\alpha' n' \alpha n} \int \frac{d\epsilon}{h} n_{\alpha'}(\epsilon')[1 - n_\alpha(\epsilon)] J^{\beta'\alpha'\epsilon'n'}_{\beta'\alpha\epsilon n}(x_1) \times \\ \times J^{\beta\alpha\epsilon n}_{\beta\alpha'\epsilon',n'}(x_2). \tag{6}$$

Здесь (а также в последующих формулах) $\epsilon' = \epsilon + \hbar\omega$, $\epsilon' = \epsilon(k')$, зеемановским расщеплением мы пренебрегаем. Индексом β занумерованы резервуары, в которых ток измеряется, индексом α – резервуары, из которых инжектируются электроны. Матричные элементы токов выражаются через элементы матрицы рассеяния $S_{\alpha,\beta,\epsilon,n,m}$ следующим образом:

$$J^{\alpha',\epsilon',n'}_{\alpha,\epsilon,n} = \sum_{m',m} S^*_{\alpha',\beta,\epsilon',n,m} S_{\alpha,\beta,\epsilon,n,m} \times \\ \times \left(\frac{e\hbar(k'_{n',m'} + k_{n,m})}{2M}\langle m'\epsilon'_+|m\epsilon_+\rangle - \frac{e^2}{Mc}\langle m'\epsilon'_+|A_x(y)|m\epsilon_+\rangle\right)\frac{\exp(-i(k'_{n',m'} - k_{n,m})x)}{\sqrt{v'_{n'm'}v_{nm}}} + \\ + \left(\frac{e\hbar(-k'_{n,n} - k_{n,n})}{2M}\langle n\epsilon'_-|n\epsilon_-\rangle - \frac{e^2}{Mc}\langle n\epsilon'_-|A_x(y)|n\epsilon_-\rangle\right)\frac{\exp(i(k'_{n,n} - k_{n,n})x)}{v_{nn}}\delta_{R,\alpha'}\delta_{R,\alpha} + \\ + S^*_{\alpha',\beta,\epsilon',n',m'}\left(\frac{e\hbar(k'_{n',m'} - k_{n,n})}{2M}\langle m'\epsilon'_+|n\epsilon_-\rangle - \frac{e^2}{Mc}\langle m'\epsilon'_+|A_x(y)|n\epsilon_-\rangle\right) \times \\ \times \frac{\exp(-i(k'_{n',m'} + k_{n,n})x)}{\sqrt{v'_{n'm'}v_{nn}}}\delta_{R,\alpha} + \\ + S_{\alpha,\beta,\epsilon,n,m}\left(\frac{e\hbar(-k'_{n',n'} + k_{n,m})}{2M}\langle n'\epsilon'_-|m\epsilon_+\rangle - \frac{e^2}{Mc}\langle n'\epsilon'_-|A_x(y)|m\epsilon_+\rangle\right) \times \\ \times \frac{\exp(i(k'_{n',n'} + k_{n,m})x)}{\sqrt{v'_{n'n'}v_{nm}}}\delta_{R,\alpha'}; \tag{7}$$

здесь $v = \partial\epsilon(k)/\hbar\partial k$. Два последних слагаемых в приведенных выше выражениях равны нулю при нулевой частоте, и именно они обеспечивают конечный шум на

конечной частоте в идеальном проводнике, в котором матрица рассеяния имеет тривиальный вид (для двух резервуаров, обозначенных индексами L, R) $|S_{\alpha,\beta,\epsilon,n,m}|^2 = \delta_{L,\alpha}\delta_{R,\beta}\delta_{n,m} + \delta_{R,\alpha}\delta_{L,\beta}\delta_{n,m}$.

При наличии магнитного поля перекрытие поперечных волновых функций $\langle n'\epsilon'_+|m\epsilon_-\rangle = \int dy\chi^*_{\epsilon',n',+}(y)\chi_{\epsilon,n,-}(y)$, и матричный элемент $\langle n'\epsilon'_+|A_x(y)|m\epsilon_-\rangle) = \int dy\chi^*_{\epsilon',n',+}(y)A(y)\chi_{\epsilon,n,-}(y)$ зависит от энергий и знаков k-векторов $(\pm)$. При этом интересующие нас вклады, обусловленные нелинейностью спектра, содержат матричные элементы поперечных волновых функций, описывающих краевые состояния на двух разных берегах. Если ширина проводника много больше эффективной магнитной длины $d \gg \tilde{a}_H$, то шум в идеальном проводнике на конечной частоте экспоненциально подавлен. Для иллюстрации приведем выражения для перекрытия поперечных волновых функций нулевого порядка при наличии магнитного поля, при условии, что проводящий канал образован квадратичным удерживающим потенциалом $U(y) = m\Omega_0^2 y^2/2$:

$$\langle k',0|k,0\rangle = \exp(-\frac{\hbar(k'-k)^2\omega_H^2}{4m\Omega^3}), \quad \langle k',0|A(y)|k,0\rangle = -\frac{\hbar(k'+k)e\omega_H}{|e|2m\Omega^2}\langle k',0|k,0\rangle,$$

для удобства волновые векторы в этих выражениях, в отличие от всех других формул в данной статье, определены со знаком. Здесь $\Omega^2 = \Omega_0^2 + \omega_H^2$,

$$\omega_H = |e|H/mc, \quad \epsilon(k) = \frac{\Omega_0^2\hbar^2k^2}{\Omega^2 2m} + (n+1/2)\hbar\Omega = \frac{\Omega^2 mv^2}{\Omega_0^2 2} + (n+1/2)\hbar\Omega.$$

Если форма ограничивающего потенциала более сложная, например, из-за кулоновских эффектов [18], выражения соответственно изменятся.

Без магнитного поля $\langle m'|m\rangle = \delta_{m',m}$. В одноканальном случае без магнитного поля получаем:

$$\begin{gathered}
\langle\langle \hat{I}_{-\omega}(x_1)\hat{I}_\omega(x_2)\rangle\rangle = \frac{2e^2\hbar^2}{(2m)^2}\int\frac{d\epsilon}{v_{\epsilon'}v_\epsilon h}\times \\
\times\{n_L(\epsilon')(1-n_L(\epsilon))(k+k')^2T_{\epsilon'}T_\epsilon e^{i(k-k')(x_1-x_2)}+ \\
+n_L(\epsilon')(1-n_R(\epsilon))[(k+k')^2T_{\epsilon'}(1-T_\epsilon)e^{i(k-k')(x_1-x_2)}+ \\
+(k'^2-k^2)T_{\epsilon'}e^{-ik'(x_1-x_2)}(r_\epsilon e^{ik(x_1+x_2)}+r^*_\epsilon e^{-ik(x_1+x_2)})+(k'-k)^2T_{\epsilon'}e^{-i(k+k')(x_1-x_2)}]\times \\
\times n_R(\epsilon')(1-n_L(\epsilon))[(k+k')^2T_\epsilon(1-T_{\epsilon'})e^{i(k-k')(x_1-x_2)}+ \\
+(k^2-k'^2)T_\epsilon e^{ik(x_1-x_2)}(r_{\epsilon'}e^{ik'(x_1+x_2)}+r^*_{\epsilon'}e^{-ik'(x_1+x_2)})+(k'-k)^2T_\epsilon e^{i(k+k')(x_1-x_2)}]\times \\
\times n_R(\epsilon')(1-n_R(\epsilon))[(k+k')^2e^{-i(k-k')(x_1-x_2)}+(k+k')^2R_{\epsilon'}R_\epsilon e^{i(k-k')(x_1-x_2)}- \\
-(k+k')^2[r^*_{\epsilon'}r_\epsilon e^{i(k-k')(x_1+x_2)}+r^*_\epsilon r_{\epsilon'}e^{-i(k-k')(x_1+x_2)}]+ \\
+(k^2-k'^2)[r^*_\epsilon e^{-i(k-k')x_1-i(k+k')x_2}-r_{\epsilon'}e^{i(k+k')x_2}+ \\
+r^*_{\epsilon'}e^{i(k-k')x_2}e^{-i(k+k')x_1}-r_\epsilon e^{i(k+k')x_1}]+ \\
+(k^2-k'^2)[r^*_{\epsilon'}R_\epsilon e^{i(k-k')x_1-i(k+k')x_2}-r_\epsilon R_{\epsilon'}e^{i(k+k')x_2}- \\
-R_{\epsilon'}r^*_\epsilon e^{-i(k-k')x_2-i(k+k')x_1}-R_\epsilon r_{\epsilon'}e^{i(k+k')x_1}]- \\
-(k-k')^2[r^*_{\epsilon'}e^{-i(k+k')x_1}-r_\epsilon e^{i(k+k')x_1}][r^*_\epsilon e^{-i(k+k')x_2}-r_{\epsilon'}e^{i(k+k')x_2}]]\},
\end{gathered} \tag{8}$$

где $R_\epsilon = |r_\epsilon|^2 = 1 - T_\epsilon$. Из этого выражения получаем оценку $(1-T) \ll (\hbar\omega)^2/\epsilon_F^2$ для величины прозрачности, при которой на конечной частоте "необычные" вклады существенны.

Выпишем теперь выражение для шума в квантовом точечном контакте, если полностью открыт один канал и волновые функции можно представить в квазиклассическом виде:

$$\langle\langle \hat{I}_{-\omega}(x_1)\hat{I}_\omega(x_2)\rangle\rangle = \frac{2e^2\hbar^2}{(2m)^2}\int\frac{d\epsilon}{h}\{\frac{4\omega^2}{(v_1'+v_1)(v_2'+v_2)\sqrt{v_1'v_2'v_1v_2}}\times$$

$$\times\{n_L(\epsilon')(1-n_R(\epsilon))\exp(-i\int_{x_1}^{x_2}(k'(x)+k(x))dx)+$$

$$+n_R(\epsilon')(1-n_L(\epsilon))\exp(i\int_{x_1}^{x_2}(k'(x)+k(x))dx)\}+$$

$$+\frac{(k_1'+k_1)(k_2'+k_2)}{\sqrt{v_1'v_2'v_1v_2}}\{n_L(\epsilon')(1-n_L(\epsilon))(\exp(-i\int_{x_1}^{x_2}(k'(x)-k(x))dx)\times$$

$$\times n_R(\epsilon')(1-n_R(\epsilon))\exp(i\int_{x_1}^{x_2}(k'(x)-k(x))dx)\}\}. \qquad (9)$$

Из этого выражения видно, что флуктуации максимальны вблизи сужения, где кинетическая энергия продольного движения минимальна, и убывают по мере удаления в резервуары. Это означает, что во флуктуации главный вклад дает движение электронов вблизи сужения.

Зависимость по частоте имеет особенность при $\hbar\omega = eV$, аналогичную рассмотренным ранее в нормальном контакте с рассеянием [19, 20] и в контакте между латтинжеровскими жидкостями [21]. Для симметризованного коррелятора при напряжениях, много меньших минимальной энергии Ферми, спектральная плотность имеет вид

$$\langle\langle\frac{1}{2}[\hat{I}_{-\omega}(x)\hat{I}_\omega(x)+\hat{I}_\omega(x)\hat{I}_{-\omega}(x)]\rangle\rangle = \frac{2e^2}{h}(\hbar\omega+\frac{(\hbar\omega)^2}{16\epsilon_F^2(x)}f(\hbar\omega)), \qquad (10)$$

где $f(\hbar\omega) = eV$, при частотах $\hbar\omega < eV$, и $f(\hbar\omega) = \hbar\omega$, если частота больше $\hbar\omega > eV$. Такая особенность может наблюдаться как при непосредственных измерениях [22], так и в эксперименте с дополнительной внешней частотой, см. [20, 23].

В экспериментах при измерении шума на конечной частоте, если измерения производятся с помощью резонансного контура с большой добротностью, вклад дают только "положительные частоты", и значение избыточного шума $e^2(\hbar\omega)^2/(h8\epsilon_F^2)^{-1}(eV-\hbar\omega)$ [24].

В заключение отметим, что в ранее приводившихся выражениях для шума на конечной частоте [1, 19] слагаемые, дающие конечный вклад в идеальном проводнике, были опущены; при этом главным мотивом, например для автора настоящей статьи, была малость соответствующих слагаемых. Однако значительные успехи последних лет в измерении шумов и в изготовлении новых мезоскопических проводников позволяют надеяться на то, что либо удастся измерить даже очень слабый шум в имеющихся структурах, либо станут доступны проводники с очень малой энергией Ферми и высокой подвижностью, в которых эффект велик.

Автор признателен за полезные и стимулирующие обсуждения возможности экспериментального наблюдения данного эффекта К. Гладтли (D.C.Glattli), М. Резникову, Д. Проберу (D.Prober) и в особенности Е. Бушэа (H.Bouchiat). Именно заинтересованности и энтузиазму Элен Бушеа данная статья обязана своим появлением.

---

1. Г.Б.Лесовик, Письма в ЖЭТФ **49** , 513 (1989).
2. B.Yurke and G.P.Kochanski, Phys. Rev. **B41**, 8184 (1990).
3. M.Buttiker, Phys. Rev. Lett. **65**, 2901 (1990).
4. Th.Martin and R.Landauer, Phys. Rev. **B45**, 1742 (1992).
5. И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук, ФНТ **10**, 305 (1984).
6. В.А.Хлус, ЖЭТФ **93**, 2179 (1987).
7. M.Reznikov, M.Heiblum, H.Shtrikman, and D.Mahalu, Phys. Rev. Lett. **75**, 3340 (1995).
8. A.Kumar, L.Saminadayar, D.C.Glattli et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2778 (1996).
9. C.L.Kane and M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett. **72**, 724 (1994); см. также в ссылке [14].
10. L.Saminadayar, D.C.Glattli, Y.Jin, and B.Etienne, Phys. Rev. Lett. **79**, 2526 (1997).
11. de-Picciotto, M.Reznikov, M.Heiblum et al., Nature **389**, 162 (1997).
12. W.Schottky, Ann. Phys. (Leipzig) **57**, 16432 (1918).
13. Л.С.Левитов, Г.Б.Лесовик, Письма в ЖЭТФ **58**, 225 (1993).
14. G.B.Lesovik and R.Loosen, Z. Phys. **B91**, 531 (1993).
15. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
16. R.Landauer, IBM J. Res. Dev.**1**, 223 (1957); Phil. Mag. **21**, 863 (1970); P.W.Anderson, D.J.Thouless, E.Abrahams, and D.S.Fisher, Phys. Rev. **B22**, 3519 (1980); D.S.Fisher and P.A.Lee, Phys. Rev. **B23**, 6851 (1981); M.Buttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986); Y.Imry, in: *Directions in Condensed Matter Physics*, Eds. G.Grinstein and G. Mazenko, World Scientific Press, Singapore, 1986, p.101.
17. И.Б.Левинсон, ЖЭТФ **95**, 2175 (1989).
18. D.B.Chklovskii, B.I.Shklovskii, and L.I.Glazman, Phys. Rev. **B46**, 4026 (1993).
19. S.-R.Eric Yang, Solid State Commun. **81**, 375 (1992).
20. G.B.Lesovik and L.Levitov, Phys. Rev. Lett. **72**, 538 (1994).
21. C. de C.Chamon, D.E.Freed, and X.G.Wen, Phys. Rev. **B53**, 4033 (1996).
22. R.J.Schoelkopf, B.J.Burke, A.A.Kozhevnikov et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 3370 (1997).
23. R.J.Schoelkopf, A.A.Kozhevnikov, D.E.Prober, and M.J.Rooks, Phys. Rev. Lett. **80**, 2437 (1998).
24. G.B.Lesovik and R.Loosen, Письма в ЖЭТФ **65**, 280 (1997).