

О регистрации нулевых флуктуаций тока и напряжения

Г.Б. Лесовик

В данной работе мы рассмотрим различные процедуры измерения флуктуаций тока. Наша основная цель выяснить, что является измеримой величиной при описании флуктуаций и статистики переноса в целом. Если для среднего значения тока ответ известен — в меру справедливости эргодической гипотезы измеримой величиной является среднее от оператора тока $\langle I \rangle = \text{Tr} \{ \rho I \}$, то для корреляторов ответ неочевиден, так как возникает проблема упорядочения операторов по времени (операторы тока при разных временах в общем случае некоммутативны).

Эта проблема фактически сводится к проблеме измеримости вакуумных флуктуаций тока и вполне аналогична проблеме регистрации фотонов в оптике и измеримости вакуумных электромагнитных флуктуаций, хотя и имеются важные отличия.

Вопрос об измерении нулевых колебаний тока и напряжения и о самой возможности таких измерений привлек в последнее время заметное внимание. Появились как теоретические [1–5], так и экспериментальные работы, где изучались флуктуации тока на конечной частоте. В экспериментах [6, 7] измерения проводились на частотах, при которых на вполне достижимых в настоящее время температурах могут проявляться нулевые колебания ($\hbar\omega > k_B T$).

С другой стороны, после работы [8] активно обсуждается возможность сбоя фазы электронов проводимости вакуумными флуктуациями электрического поля, возможность, которая сильно меняет всю картину локализации при нулевой температуре.

Начнем с рассмотрения спектральной плотности флуктуаций.

1. Измерение спектральной плотности шума с помощью резонансного контура. Для измерения флуктуаций тока на конечной частоте используются два основных метода. В первом ток измеряется как функция времени $I(t)$, например обычным амперметром, а затем спектральная плотность $S(\omega)$ получается численно преобразованием Фурье.

Классическое уравнение движения для рамки с током совпадает с уравнением для осциллятора с трением и внешней силой $\propto I(t)$:

$$\ddot{\phi} = -\Omega^2 \phi - \gamma \dot{\phi} + \lambda I(t). \quad (1)$$

Переходя в фурье-представление, для коррелятора углов получаем

$$\langle \phi_\omega \phi_{-\omega} \rangle_x = \frac{\alpha^2 I_\omega I_{-\omega}}{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}. \quad (2)$$

При этом обычно для устранения собственных колебаний должно выполняться условие $\gamma \gg \Omega_1 = (\Omega^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$.

Такой метод вполне хорош для регистрации самых низкочастотных шумов, например фликкер-шума, однако для больших частот не годится по нескольким причинам; например, так же как и при измерении напряжения дискретным вольтметром, имеется "мер-

твое" время, в течение которого прибор не может отреагировать на изменение в токе (позднее с помощью амперметра мы рассмотрим измерение разновременного коррелятора токов).

Для регистрации больших частот в качестве детектора вместо амперметра больше подходит резонансный контур (РК), индуктивно связанный с исследуемым проводником, так что такой детектор на постоянный ток не реагирует вовсе.

В этом случае детектор по-прежнему можно описать уравнением (1), только теперь внешняя сила пропорциональна производной измеряемого тока $\lambda \dot{I}(t)$, а добротность контура должна быть большой, так что $\gamma \ll \Omega$.

Откликом детектора теперь является изменение заряда на конденсаторе, $\phi \rightarrow Q$:

$$Q^2 = \int d\omega \frac{\lambda^2 \omega^2 I_\omega I_\omega}{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}. \quad (3)$$

Мы рассмотрели [1] ту же систему квантовомеханически, считая, что контур имеет определенную температуру T_{LC} . Рассматривая РК как осциллятор с бесконечно малым затуханием η , мы нашли поправку к квадрату флуктуаций заряда во втором порядке по константе индуктивной связи. Результат вычисления можно представить в виде следующего утверждения: измеримый отклик выбранного модельного детектора на резонансной частоте Ω выражается через корреляторы токов следующим образом:

$$S_{\text{meas}} = K \left\{ S_+(\Omega) + N_\Omega [S_+(\Omega) - S_-(\Omega)] \right\}, \quad (4)$$

где вводятся определения

$$S_+(\Omega) = \int dt \langle I(0)I(t) \rangle \exp(i\Omega t),$$

$$S_-(\Omega) = \int dt \langle I(t)I(0) \rangle \exp(i\Omega t).$$

Частота Ω считается положительной во всех выражениях, N_Ω — бозевские числа заполнения для осциллятора, т.е.

$$N_\Omega = \left[\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T_{LC}}\right) - 1 \right]^{-1},$$

K — эффективная константа связи квантового провода с РК, $\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A)$, где ρ — матрица плотности электронов, а зависящие от времени операторы токов определены стандартным образом: $I(t) = \exp(iHt)I\exp(-iHt)$. Полученное выражение следует сравнить со следующей широко используемой формулой [9]:

$$S(\omega) = \int dt \exp(i\omega t) \left\langle \frac{1}{2} \{ I(0)I(t) + I(t)I(0) \} \right\rangle. \quad (5)$$

Отметим что данная формула содержит симметризованный коррелятор токов. Появление процедуры симметризации обусловлено тем, что в квантовом случае операторы токов в разные моменты времени некоммутативны, а симметризация гарантирует эрмитовость корреляторов, кроме того, кажется наиболее близко соответствующей классическому выражению [9]. Как, однако, нетрудно убедиться, введенные нами величины S_+ , S_-

также являются эрмитовыми (при условии однородности по времени $\langle I(t_1)I(t_2) \rangle = f(t_1 - t_2)$), что предполагалось нами при выводе формулы (4)).

Определение (5) ведет к хорошо известному выражению для спектральной плотности флуктуаций в равновесном проводнике [10]:

$$S(\omega) = 2G\hbar\Omega \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\exp(\hbar\Omega/k_B T) - 1} \right]. \quad (6)$$

Из этого выражения следует, что при нулевой температуре можно ожидать флуктуаций пропорциональных частоте, что обычно интерпретируется как аналог нулевых (вакуумных) колебаний в электромагнитном поле.

Как, однако, известно из оптических измерений, обычные фотодетекторы не реагируют на нулевые колебания, так как невозможно извлечь из вакуума энергию необходимую для возбуждения атома в детекторе (см., например, [11]). В то же время нулевые колебания могут наблюдаться, хотя и менее прямым способом, чем обычные флуктуации, в лэмбовском сдвиге уровней [12], в эффекте Казимира [13], или при использовании так называемого квантового счетчика Манделя [14], который изначально приготовлен в возбужденном состоянии и потому может реагировать на нулевые колебания.

Как мы теперь покажем, анализируя выражение (4), LC-детектор может вести себя как фотодетектор, не реагируя на нулевые колебания, либо как квантовый счетчик, но отклик никогда не дается стандартным выражением Найквиста (6), как того можно было бы ожидать.

Если детектируемая частота много больше температуры LC-детектора, то величина N_Ω экспоненциально мала, и единственное неисчезающее слагаемое в (4) — это "положительная" часть спектральной плотности $S_+(\Omega)$, которая описывает "испускание" энергии из проводника в РК, и в этом случае LC-детектор функционирует как обычный фотодетектор. В качестве примера для $S_+(\Omega)$ в когерентном проводнике с прозрачностью D при нулевой температуре и конечном напряжении получаем

$$S_+(\Omega) = \frac{2e^2}{h} D(1-D)(eV - \hbar\Omega), \quad (7)$$

если $\hbar\Omega < eV$, и $S_+(\Omega) = 0$ в противоположном случае. Здесь мы пренебрегли зависимостью прозрачности от энергии. Выражение (7) совпадает с избыточной спектральной плотностью, вычисленной с использованием симметризованного коррелятора (5).

Если частота много меньше, чем температура РК, $\hbar\Omega \ll k_B T_{LC}$, можно заменить числа заполнения Бозе N_Ω на $k_B T_{LC}/\hbar\Omega$. Разность $S_+(\Omega) - S_-(\Omega)$ отрицательна, и для квантового проводника с прозрачностью, слабо зависящей от энергии, мы получаем

$$S_+ - S_- = -2\hbar\Omega G,$$

где $G = (2e^2/h) \sum_n D_n$ — кондактанс.

Отметим, что сингулярное поведение спектральной плотности при $\hbar\Omega = eV$, которое было найдено в [3] для симметризованного выражения $S_+ + S_-$, отсутствует в $S_+ - S_-$, и можно заключить, что единственная измеримая при нулевой температуре и конечном напряжении сингулярность определяется обрезкой по частоте на напряжении в $S_+(\Omega)$.

Теперь для $\hbar\Omega \ll k_B T_{LC}$ мы получаем

$$S_{\text{meas}} = K\{S_+(\Omega) - 2Gk_B T_{LC}\}.$$

Смысл отрицательного вклада ясен — LC-детектор "охлаждается" посредством испускания энергии в проводник. Таким образом, в этом пределе нулевые колебания, представленные величиной S_- , в некотором смысле наблюдаются, тем не менее в ответ входит выражение вполне отличное от найквистовского (6).

Если проводник находится в равновесии (с точностью до слабого взаимодействия с РК) при низких частотах мы получаем $S_{\text{meas}} \propto 2G(T_e - T_{LC})$. Это выражение равно нулю, если электронная температура T_e равна температуре LC-детектора T_{LC} , как и следовало ожидать для полного равновесия системы.

При промежуточных частотах, таких что $k_B T_e, eV \ll \hbar\Omega \ll k_B T_{LC}$, измеряемый отклик отрицателен: $S_{\text{meas}} = -2Gk_B T_{LC}$.

Если рассматривается низкочастотный предел $\hbar\Omega \ll eV_{\text{bias}}, k_B T$, не имеет значения, используется ли в качестве определения спектральной плотности величина $S_+(\Omega)$, или $S_-(\Omega)$, или фурье-образ симметризованного выражения (5), результат будет одним и тем же с точностью до малых поправок порядка $\hbar\Omega/eV, k_B T$.

Прокомментируем теперь работу [7], авторы которой проделали очень интересный эксперимент по измерению спектральной плотности флуктуаций при наличии конечного приложенного напряжения. Как нам кажется, интерпретация результатов, предложенная в [7] и состоящая в том, что измеренная спектральная плотность совпадает с фурье-образом симметризованного коррелятора токов, не является единственно возможной. Дело в том, что производная по напряжению от спектральной плотности тока, изучавшаяся в [7], совпадает (по крайней мере при нулевой температуре) для симметризованного коррелятора и для S_+ , введенного выше. Для выяснения, описывает ли изложенная нами теория эксперимент, следует дополнительно проверить величину частной производной сигнала по кондактансу, либо очень точно измерить абсолютную величину шума, что, видимо, сложнее.

Повторим, что, по нашему мнению, схема измерения, в которой заданная частота выделяется приборным способом с помощью некоторого резонансного контура, не позволяет непосредственно измерять нулевые колебания. Для схемы измерения, которая не сводится к описанному выше резонансному контуру либо к обычному амперметру (см. далее), вопрос о том, как именно измеряемая величина выражается через корреляторы токов, должен быть проанализирован отдельно для конкретного случая.

2. Измерение флуктуаций протекшего заряда квантовым гальванометром. Теперь рассмотрим вопрос о вкладе вакуумных флуктуаций в перенесенный заряд Q при регистрации квантовым гальванометром. Так как при вычислении характеристической функции, определенной по аналогии с классическим выражением как

$$\chi(\lambda) = \left\langle \exp \left\{ i\lambda \int_0^t \hat{I} dt' \right\} \right\rangle,$$

возникает вопрос об упорядочении операторов тока во времени, Левитов с соавт. [5] предложили использовать

модельный гальванометр — спин $1/2$, вращающийся в магнитном поле, созданным током в проводнике. Классический ток поворачивает спин на определенный угол, квантовый ток создает суперпозицию состояний спина с разными углами поворотов, квадрат амплитуды таких состояний мы интерпретировали как вероятность того, что перенесен соответствующий заряд. При этом оказывается, что характеристической функции следует поставить в соответствие выражение

$$\chi(\lambda) = \left\langle \tilde{T} \exp\left(\frac{i\lambda}{2} \int_0^t \hat{I} dt'\right) T \exp\left(\frac{i\lambda}{2} \int_0^t \hat{I} dt''\right) \right\rangle, \quad (8)$$

где T и $\tilde{T}$ — операторы нормального и антинормального упорядочения по времени соответственно. Оказывается, что при таком способе измерения средний квадрат флуктуаций протекшего заряда, например, в равновесии, может быть вычислен путем интегрирования выражения для спектральной плотности флуктуаций из формулы Найквиста:

$$\langle\langle Q^2(t) \rangle\rangle = \int d\omega S_{\text{symm}}(\omega) \int_0^t dt_1 \int_0^t dt_2 \exp[-i(t_1 - t_2)\omega], \quad (9)$$

и, таким образом, вакуумные флуктуации могут быть зарегистрированы.

Описанный метод регистрации протекшего заряда может быть осуществлен практически¹ при использовании методики μSR , хотя короткое время жизни мюона ($\sim 10^{-6}$ с) сильно ограничивает возможности метода.

Для вычисления среднего квадрата флуктуаций нужно разложить выражение (8) до второго порядка по λ и воспользоваться известной формулой

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{d^2}{d[i\lambda]^2} \chi(\lambda) \Big|_{\lambda=0}. \quad (10)$$

Разлагая экспоненты в (8) с учетом упорядочения по временам, получаем

$$\chi(\lambda) = \left\langle \left[\frac{i\lambda}{2} \right]^2 \left\{ \int_0^t \hat{I}(t') dt' \int_0^t \hat{I}(t'') dt'' + \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' \{ \hat{I}(t') \hat{I}(t'') + \hat{I}(t'') \hat{I}(t') \} \right\} \right\rangle. \quad (11)$$

Сумма интегралов в полученном выражении, как можно убедиться, преобразуется к двойному интегралу в пределах от нуля до t от симметризованного по временам коррелятора токов, после чего, используя (10), мы приходим к выражению (9).

Качественно возможность регистрации вакуумных флуктуаций квантовым гальванометром можно объяснить тем, что спин-измеритель, приготовленный в начальном состоянии с поляризацией перпендикулярной переменному магнитному полю, при дальнейшей эволюции не меняет своей энергии.

По-видимому, аналогичное явление возникает в задаче о джозефсоновском контакте, шунтированном

нормальным проводником, где также имеется вырождение энергии системы как функции разности фаз, и вакуумные флуктуации напряжения будут сбивать фазу, причем набор разности фаз можно вычислять, используя симметризованный коррелятор напряжений, в общем виде даваемый флуктуационно-диссипативной теоремой (ФДТ). При нулевой температуре коррелятор разности фаз имеет вид:

$$\langle \exp\{i\Delta\phi(0) - \Delta\phi(t)\} \rangle \propto \exp\left\{-\ln(\omega_0 t) \frac{8e^2}{Gh}\right\} = \frac{1}{(\omega_0 t)^{8e^2/Gh}}.$$

Рассмотренный поворот спина (деполяризация) в магнитном поле токов будет давать заметный вклад в *сбой фазы при нулевой температуре* в задаче о слабой локализации при условии, что флуктуации электрического поля подавлены. Последнее условие частично выполняется, если сопротивление внешней цепи много меньше сопротивления образца, так что флуктуациями напряжения на образце можно пренебречь. При этом, если длина сбоя фазы много меньше длины квазиодномерного проводника, то подавление флуктуаций полного напряжения на образце мало влияет на процесс сбоя фазы на малых масштабах, где флуктуации электрического поля по-прежнему эффективны.

3. Измерение коррелятора токов амперметром. Рассмотрим теперь измерение разновременного коррелятора токов амперметром. Мы будем предполагать (для простоты), что измерение положения рамки с током (в дальнейшем также координаты x) происходит непрерывно, а время от времени, причем в среднем такое измерение мало меняет матрицу плотности системы электроны + амперметр (в дальнейшем — осциллятор), и в промежутках между измерениями эволюция происходит независимо от измерителя.

Измерение координаты $x = x_0$ будем описывать проекцией матрицы плотности

$$\rho \rightarrow |x_0\rangle \frac{\langle x_0 | \hat{\rho} | x_0 \rangle}{\text{Tr}_e \langle x_0 | \hat{\rho} | x_0 \rangle} \langle x_0|. \quad (12)$$

В качестве набора измеряемых состояний $|x\rangle$ может служить любой ортогональный набор $\langle x' | x \rangle \sim \delta_{x'x}$ (или почти ортогональный, как например когерентные состояния, но с определенным правилом "принятия решения", какова величина измеренной координаты; требование полноты не обязательно, но для удобства мы будем им пользоваться).

Коррелятор координат x может быть теперь представлен в виде

$$\begin{aligned} \langle x(t_1) x(t_2) \rangle &= \frac{\text{Tr}_{e1} \int dx \langle x | \hat{\rho}_1 | x \rangle x}{\text{Tr}_e \int dx \langle x | \hat{\rho}_1 | x \rangle} \times \\ &\times \text{Tr}_{e2} \left\{ \int dx' x' \langle x' | \hat{S}_{2,1} | x \rangle \frac{\langle x | \hat{\rho}_1 | x \rangle}{\text{Tr}_e \langle x | \hat{\rho}_1 | x \rangle} \langle x | \hat{S}_{2,1}^\dagger | x' \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Предел, в котором измеримому коррелятору координат соответствует коррелятор токов при той же разности времен, достигим, если электронные времена релаксации τ_{e1} много больше времен осциллятора τ_x .

¹ На такую возможность автору указал проф. Дж. Блаттер (G. Blatter), автор также признателен проф. Ю.М. Белоусову за консультации по методу μSR .

При $t \gg \tau_x$ основной вклад в коррелятор дается выражением

$$\begin{aligned} \langle x(t_1)x(t_2) \rangle &= \left(\frac{i\lambda M}{\hbar} \right)^2 \text{Tr} \left\{ \hat{\rho} \int_{-\infty}^0 dt'' \times \right. \\ &\times \int_0^t dt' \hat{I}(t'') \hat{x}(t'') \hat{x}(0) \langle \langle \hat{x}(t') \hat{x}(t) - \hat{x}(t) \hat{x}(t') \rangle \rangle - \\ &\left. - \hat{x}(0) \langle \langle \hat{x}(t') \hat{x}(t) - \hat{x}(t) \hat{x}(t') \rangle \rangle \hat{x}(t'') \hat{I}(t') \hat{I}(t'') \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Мы положили $t_1 = 0$, $t_2 - t_1 = t$, $\hat{x}$ — обычный оператор координаты осциллятора. Двойные угловые скобки означают проекцию оператора на диагональный по координатам: $\hat{A} \rightarrow \int dx |x\rangle \langle x| \hat{A} |x\rangle \langle x|$.

Воспользуемся предположением о затухании корреляций в осцилляторе на относительно коротких временах, расцепим средние от произведения четырех операторов координаты на парные корреляторы при близких временах и приведем выражение к виду

$$\begin{aligned} \langle x(t_1)x(t_2) \rangle &= \left(\frac{i\lambda M}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^0 dt'' \int_0^t dt' \times \\ &\times \left\{ \langle \hat{I}(t'') \hat{I}(t') \rangle_S \langle \hat{x}(t'') \hat{x}(0) - \hat{x}(0) \hat{x}(t'') \rangle \times \right. \\ &\times \langle \langle \hat{x}(t') \hat{x}(t) - \hat{x}(t) \hat{x}(t') \rangle \rangle + \\ &+ \langle \hat{I}(t'') \hat{I}(t') \rangle_A \langle \hat{x}(t'') \hat{x}(0) + \hat{x}(0) \hat{x}(t'') \rangle \times \\ &\left. \times \langle \langle \hat{x}(t') \hat{x}(t) - \hat{x}(t) \hat{x}(t') \rangle \rangle \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} g\hat{I}(t'')\hat{I}(t')_S &= \frac{1}{2} \langle \hat{I}(t'')\hat{I}(t') \rangle + \frac{1}{2} \langle \hat{I}(t')\hat{I}(t'') \rangle, \\ \langle \hat{I}(t'')\hat{I}(t') \rangle_A &= \frac{1}{2} \langle \hat{I}(t'')\hat{I}(t') \rangle - \frac{1}{2} \langle \hat{I}(t')\hat{I}(t'') \rangle. \end{aligned}$$

Для осциллятора без затухания

$$\begin{aligned} \hat{x}(t')\hat{x}(t) - \hat{x}(t)\hat{x}(t') &= \frac{\hbar}{2M\Omega} \exp[-i\Omega(t' - t)] - \\ &- \exp[i\Omega(t' - t)]. \end{aligned}$$

В то же время в общем случае среднее от коммутатора может быть выражено через отклик системы, который мы вычислим по классическим уравнениям движения:

$$\begin{aligned} \langle \hat{x}(t')\hat{x}(t) - \hat{x}(t)\hat{x}(t') \rangle &= i\hbar\alpha(t - t') = \\ &= \frac{\hbar}{2M\Omega^2} \exp[-i\Omega^1(t' - t)] - \\ &- \exp[i\Omega^1(t' - t)] \exp\left[-\frac{(t - t')\gamma}{2}\right], \quad t > t', \end{aligned}$$

и таким же образом определим по ФДТ симметризованный коррелятор

$$\begin{aligned} \langle \hat{x}(t')\hat{x}(t) + \hat{x}(t)\hat{x}(t') \rangle &= 2 \int \frac{d\omega}{2\pi} \exp[-i(t - t')] \times \\ &\times 2\hbar\alpha''(\omega) \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\exp(\hbar\omega/T_x - 1)} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \alpha''(\omega) &= \frac{\gamma}{4M\Omega^2} \left\{ \frac{1}{(\omega - \Omega^1)^2 + \gamma^2/4} - \frac{1}{(\omega + \Omega^1)^2 + \gamma^2/4} \right\} = \\ &= \gamma \frac{\omega/M}{(\omega^2 + \Omega^2)^2 - 4\omega^2\Omega^2}. \end{aligned}$$

При условии $\tilde{\Omega} \ll \gamma$, а также $\tau_{el} \gg \gamma^{-1}$, T_x^{-1} получаем

$$\langle x(0)x(t) \rangle = \lambda^2 \left(\frac{2}{\gamma} \right)^4 \left\{ \langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S - i \langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_A \frac{8T_x}{\hbar\gamma} \right\}. \quad (16)$$

Из последнего выражения следует, что в измеренный с помощью амперметра коррелятор токов дает вклад как симметризованный коррелятор токов с коэффициентом, который может быть получен из классического уравнения для рамки с током, так и антисимметризованный коррелятор $\langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_A$ величина вклада которого, в частности, зависит от температуры амперметра T_x .

Выпишем явные выражения для корреляторов токов, предполагая, что кондактанс имеет один полюс первого порядка (для случая нескольких полюсов следует просуммировать соответствующие выражения).

Антисимметризованный коррелятор с точностью до производной и коэффициента совпадает с дифференциальным кондактансом:

$$\begin{aligned} \langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_A &= iG \int \frac{d\omega}{2\pi} \sin(\omega t) \frac{\hbar\omega\omega_0^2}{\omega^2 + \omega_0^2} = \\ &= \frac{i}{2} G\hbar\omega_0^2 \exp(-\omega_0 t). \quad (17) \end{aligned}$$

Выражение для симметризованного коррелятора (в равновесии)

$$\langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S = G \int \frac{d\omega}{\pi} \cos(\omega t) \frac{\hbar\omega\omega_0^2}{\omega^2 + \omega_0^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/2T_e) - 1} \quad (18)$$

может быть сведено к аналитическому виду в различных предельных случаях. При $2\pi T t/\hbar \gg 1$

$$\begin{aligned} \langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S &= G\hbar\omega_0^2 \left\{ \frac{\exp(-\omega_0 t)}{4 \sin(\hbar\omega_0/2T)} \cos \frac{\hbar\omega_0}{2T} - \right. \\ &\left. - \frac{2\pi}{(\hbar\omega_0/T)^2 - (2\pi)^2} \exp\left(-\frac{2\pi T t}{\hbar}\right) \right\}. \end{aligned}$$

При $2\pi T \gg \hbar\omega_0$

$$\begin{aligned} \langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S &= G\hbar\omega_0^2 \left\{ \exp(-\omega_0 t) \frac{T}{2\hbar\omega_0} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{1 - \exp(-2\pi T t/\hbar)} \right\}. \end{aligned}$$

При $\omega_0 t \gg 1$, $2\pi T \ll \hbar\omega_0$

$$\langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S = -G \frac{\pi T^2}{2\hbar \sinh^2(\pi T t/\hbar)}.$$

При $\omega_0 t \gg 1$, $2\pi T \ll \hbar\omega_0$, $T t \ll \hbar$

$$\langle \hat{I}(0)\hat{I}(t) \rangle_S = -G \frac{\hbar}{2\pi t^2}.$$

Пожалуй, именно этот случай наиболее характерен для проявления вакуумных флуктуаций, и в таком

пределе степенным образом убывающий симметризованный коррелятор легко отделить от экспоненциально убывающего антисимметризованного; ясно, однако, что чем меньше отношение $8T_x/\hbar\gamma$, характеризующее прибор (амперметр), тем лучше, и если это отношение очень мало, то вклад от симметризованного коррелятора токов всегда будет доминирующим.

По-видимому, рассмотренная нами в этом разделе задача наиболее близка к задаче о сбое фазы электронов электрическим полем. Сбой фазы электрическим полем при нулевой температуре имеет место, однако из общих соображений представляется неверным способ вычисления зависимости сбоя фазы от времени просто путем подстановки симметризованного коррелятора полей в выражения, полученные для сбоя фазы классическим гауссовым случайным полем. Технически это утверждение можно доказать, анализируя диаграммы, описывающие затухание "куперона" — при этом некоторый класс диаграмм, существенный для сбоя фазы классическим полем, в квантовом случае при нулевой температуре равен нулю из-за специфических сокращений.

Автор благодарен за стимулирующие обсуждения М.В. Фейгельману, С.В. Иорданскому, В.Е. Кравцову, Л.С. Левитову, В.И. Фалько, К.А. Матвееву, Ю.М. Белоусову, Дж. Блаттеру.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-19568), и Swiss National Foundation.

Список литературы

1. Lesovik G B, Loosen R *Pis'ma v ZhETF* **65** 280 (1997) [*JETP Lett.* **65** 295 (1997)]
2. Lesovik G B, Levitov L S *Phys. Rev. Lett.* **72** 538 (1994)
3. Eric Yang S-R *Solid State Commun.* **81** 375 (1992)
4. De Chamon C, Freed D E, Wen X G *Phys. Rev. B* **51** 2363 (1995)
5. Levitov L S, Lee H, Lesovik G B *J. Math. Phys.* **37** 4845 (1996)
6. Reznikov M et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3340 (1995)
7. Schoelkopf R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3370 (1997)
8. Mohanty P, Jarwala E M Q, Webb R A *Phys. Rev. Lett.* **78** 3366 (1997)
9. Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* (London: Pergamon Press, 1958)
10. Nyquist H *Phys. Rev.* **32** 110 (1928)
11. Perina J *Coherence of Light* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1985)
12. Lamb W E, Retherford R C *Phys. Rev.* **72** 339 (1947)
13. Casimir H B G *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.* **51** 793 (1948)
14. Mandel L *Phys. Rev.* **152** 438 (1966)

Влияние обменных эффектов на дробовой шум в многоконтактных проводниках

Я.М. Блантер, С.А. Ван Ланген, М. Бюттикер

1. Введение

В последнее десятилетие сильно увеличился интерес к дробовому шуму в мезоскопических системах [1], особенно после того, как было найдено, что изучение этого шума дает информацию о системе, которая не содержится в данных о проводимости [2–4].

Для металлических диффузионных проволок в пределе низких частот бимодальное распределение коэффициентов прозрачности [5] приводит к сильному подавлению шума в три раза по отношению к пуассоновскому значению:

$$S(\omega = 0) = \frac{1}{3} eGV. \quad (1)$$

Здесь $S(\omega)$ — фурье-образ коррелятора ток–ток, $S(t) = \langle \Delta I(t) \Delta I(0) \rangle$, G и V — проводимость проволоки и приложенное напряжение соответственно, $\Delta I = I(t) - \langle I \rangle$. Соотношение (1) было впервые теоретически получено разными способами [6–10] и, как показано, оно нечувствительно к дефазировке, по крайней мере в полуклассической трактовке [11]. После первого экспериментального подтверждения подавления дробового шума [12] были проведены новые эксперименты [13] в режиме доминирования взаимодействия [14] и в режиме, когда шум подавляется неупругим рассеянием [6, 15, 16]. Дробовой шум не был обнаружен и в массивном металлическом образце [6, 17].

Подобные результаты были получены теоретически для баллистической полости с хаотической классической динамикой. Транспорт через такие системы может быть описан в предположении, что матрица рассеяния системы является случайной матрицей из кругового ансамбля [18, 19]. Как и для диффузионных систем, бимодальное распределение собственных чисел прозрачности уменьшает дробовой шум многоканальной полости ниже пуассоновского значения с фактором подавления $1/4$ вместо $1/3$ [19]. Для этого не требуется фазовой когерентности. Однако неупругое рассеяние еще больше подавляет дробовой шум [1].

Другие недавние достижения в этой области связаны с экспериментальным исследованием дробового шума в дробном квантовом режиме Холла [20, 21], теорией такого шума для полузаполненного уровня Ландау [22], с экспериментальными [23] и теоретическими [24–27] исследованиями частотной зависимости дробового шума.

Ниже мы будем интересоваться обменными эффектами в дробовом шуму. Это явление известно в оптике как эффект Брауна–Твисса [28], оно было исследовано в мезоскопических проводниках в работе [29]. Мы рассмотрим проводник, соединенный с четырьмя резервуарами α , β , γ и δ , находящийся в равновесии (примеры показаны на рис. 1), и обсудим три типа экспериментов. В эксперименте *A* ток идет из контакта β , т.е. $\mu_\alpha = \mu_\gamma = \mu_\delta$; $\mu_\beta - \mu_\alpha = eV$, причем μ_λ — химический потенциал для

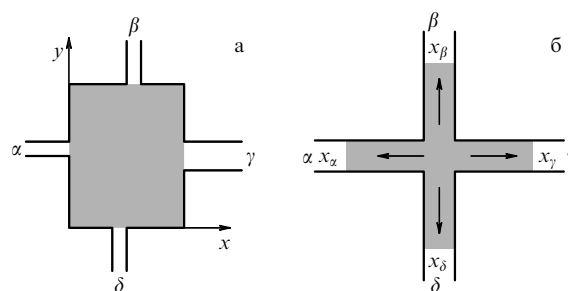


Рис. 1. Четырехконтактные проводники, неупорядоченная область заштрихована. Воспроизведено из работы [10].