

Дробовой шум в мезоскопических системах с резонансным андреевским туннелированием

А. В. Лебедев, Г. Б. Лесовик

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2001 г.

В терминах матрицы рассеяния предложен общий формализм для описания дробового шума в одноканальных квантовых NS-контактах при наличии размытых андреевских уровней в режиме $eV < \Delta$. Показано, что спектральная мощность шума проявляет, как функция частоты ряд характерных особенностей, связанных с наличием андреевских резонансов в системе. При этом оказывается, что, анализируя такие особенности, можно определить относительную фазу амплитуд андреевского отражения, соответствующих соседним резонансам.

PACS: 73.23.Ad

Дробовой шум в нормальных и сверхпроводящих системах является очень интересным объектом, позволяющим изучить такие особенности электронного транспорта, к которым величины типа вольт-амперной характеристики не чувствительны.

Например, спектральная плотность шума $S(\omega)$ нормального квантового проводника имеет особенность на частоте $\omega = eV/\hbar$, определяемой напряжением на контакте [1, 2]. В то же время дробовой шум идеального NS-контакта в режиме $eV < \Delta$ имеет особенность на *джозефсоновской* частоте $\hbar\omega = 2eV$ [3, 4]. Обе эти системы имеют вполне *линейную вольт-амперную* характеристику, тем более неожиданно, что в шуме проявляется некоторая “внутренняя” частота. Эта частота связана со своеобразной двухчастичной интерференцией, именно поэтому она проявляется в шуме, но не в контактансе. В режиме $eV > \Delta$ в шуме появляются дополнительные особенности на частотах $\hbar\omega = 2\Delta$, $eV \pm \Delta$ (см. [5, 6]), что связано с особенностью в проводимости при $eV = \Delta$.

Особенности в шуме на конечной частоте ω_0 могут быть выявлены и при изучении низкочастотного (более доступного экспериментально) шума при наличии дополнительного переменного напряжения на частотах $\Omega = \omega_0/n$, n -целое число. Для нормального контакта в работе [2], в присутствии переменного напряжения на частоте Ω , были обнаружены особенности спектральной мощности шума на нулевой частоте, $S(0, V)$ при $eV = n\hbar\Omega$ (экспериментально подтверждено в [7]). Аналогично, в NS-контакте в присутствии переменного напряжения на частоте Ω $S(0, V)$ также обладает особенностями, но уже при $2eV = n\hbar\Omega$ [4], что экспериментально продемонстрировано в [8].

В работах [2, 4, 5] шум изучался с помощью матрицы рассеяния системы, которая, однако, считалась *не зависящей от энергии* частиц.

Здесь мы рассмотрим дробовой шум в сверхпроводящих системах в андреевском режиме $eV < \Delta$ при нулевой температуре, когда в системе могут присутствовать размытые андреевские уровни энергии (резонансы) и тем самым матрица рассеяния системы может *явно зависеть от энергии*. Оказывается, что в этом случае в шуме могут появляться особенности на частотах $(eV \pm \epsilon_n)/\hbar$, $(\epsilon_n \pm \epsilon_m)/\hbar$.

Что особенно интересно (и неожиданно), что по наличию особенностей при частотах $(\epsilon_n \pm \epsilon_m)/\hbar$ можно судить о взаимных фазах в резонансах. Заметим, что вопрос о взаимных фазах резонансов не так прост. Существуют эксперименты [9], демонстрирующие, что относительная фаза амплитуд прохождения, соответствующих двум соседним резонансам, в квантовой точке имеет относительную фазу, кратную 2π , вместо ожидаемых π (см. также возможное объяснение эксперимента в [10]). Наблюдение возможности измерения относительных фаз, наряду с развитым общим формализмом для описания шума в присутствии андреевских резонансов, мы считаем главным результатом работы.

Кроме того, в частном случае при наличии андреевского резонанса близко к уровню Ферми появляется особенность при $\omega \simeq eV/\hbar$, характерная для нормального проводника. Такое, по-видимому, наблюдалось в эксперименте [11]. Наши вычисления показывают, что появление частоты $\omega \simeq eV/\hbar$ в данном случае не обязательно означает наличие перехода к нормальной проводимости.

Вычисление шума с помощью матрицы рассеяния как в стационарном случае, так и в присутствии пе-

ременного напряжения, является хорошо известной процедурой, описанной во многих работах, и мы не будем касаться здесь деталей этого вычисления (см., например [12, 1, 2, 4, 5] и ссылки в них). Будем считать, что к изучаемой мезоскопической системе присоединен один контакт из нормального металла. Для вычисления шума нам потребуется определить матрицу рассеяния контакта, которая в пространстве электрон – дырка имеет следующий вид:

$$\hat{S}(\epsilon) = \begin{pmatrix} s_{ee}(\epsilon) & s_{eh}(\epsilon) \\ s_{he}(\epsilon) & s_{hh}(\epsilon) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Не детализируя внутреннее устройство мезоскопической системы, построим матрицу рассеяния, используя условия унитарности и (следующей из уравнения Боголюбова) электронно-дырочной симметрии (2), считая ширину и положение резонансов заданными, $E_n = \epsilon_n - i\Gamma_n/2$:

$$s_{ee}(\epsilon) = s_{hh}^*(-\epsilon), \quad s_{eh}(\epsilon) = -s_{he}^*(-\epsilon), \quad (2)$$

$$|s_{he}(\epsilon)| = |s_{eh}(\epsilon)|.$$

Поскольку все резонансы E_n являются простыми полюсами матрицы \hat{S} , будем искать матрицу рассеяния в виде

$$\hat{S}(\epsilon) = \hat{S}_0 + \sum_n \left(\frac{\hat{S}_{-n}}{\epsilon - E_{-n}} + \frac{\hat{S}_n}{\epsilon - E_n} \right), \quad (3)$$

где \hat{S}_0, \hat{S}_n – постоянные матрицы 2×2 , $E_{\pm n} = \pm\epsilon_n - i\Gamma_n/2$ – симметричные относительно нуля резонансы.

Из условий симметрии (2) получаем следующие соотношения между элементами матриц \hat{S}_n, \hat{S}_0 :

$$\hat{S}_0 = \begin{pmatrix} a_0 & b_0 \\ -b_0^* & a_0^* \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_n = \begin{pmatrix} a_n & b_n \\ b_{-n}^* & -a_{-n}^* \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$a_{-n}a_0^* = -a_n^*a_0; \quad b_{-n}b_0^* = -b_n^*b_0. \quad (5)$$

Условие унитарности, в свою очередь, дает: $\hat{S}_0^+ \hat{S}_0 = \hat{1}$ и

$$b_{-n}(a_0 + \sum_m \mathbf{A}_{nm}a_m) = a_{-n}(b_0 + \sum_m \mathbf{A}_{nm}b_m), \quad (6)$$

$$b_n^*(a_0 + \sum_m \mathbf{A}_{nm}a_m) = -a_n^*(b_0 + \sum_m \mathbf{A}_{nm}b_m), \quad (7)$$

где $\mathbf{A}_{nm} = 1/(E_n^* - E_m)$.

Пусть ни одно из чисел a_n, b_n не равно нулю. Вводя параметры $\alpha_n = b_n/a_n \neq 0$ из уравнений (6), (7) получаем следующие уравнения на коэффициенты матрицы рассеяния:

$$\alpha_n \alpha_{-n}^* = -1, \quad \sum_m \mathbf{B}_{nm}a_m + a_0 + b_0 \alpha_n^* = 0, \quad \forall n \quad (8)$$

где $\mathbf{B}_{nm} = \mathbf{A}_{nm}(1 + \alpha_n^* \alpha_m)$. Можно строго показать, что $\forall \alpha_n \neq 0$ матрица \mathbf{B} всегда имеет обратную, то есть уравнение (8) всегда имеет решение относительно чисел a_n .

Если воспользоваться теперь соотношениями (5) можно увидеть, что параметры α_n не произвольны и равны

$$\alpha_{\pm n} = \pm \lambda_n e^{i\phi}, \quad (9)$$

где $\lambda_n = \pm 1$, $e^{i\phi} = i\sqrt{(b_0/b_0^*)(a_0^*/a_0)}$ – постоянный фазовый множитель.

Уравнение (8) и условие (9) полностью решают задачу о построении матрицы рассеяния: Пусть вблизи уровня Ферми находятся $2N$ симметричных резонансов $E_{\pm n} = \pm\epsilon_n - i\Gamma_n/2$, тогда, выбрав для каждого из N резонансов по одну сторону от уровня Ферми n чисел $\lambda_n = \pm 1$ и задав унитарную матрицу \hat{S}_0 , из уравнения (8) и условий (4) мы однозначно находим все коэффициенты матриц \hat{S}_n :

$$\hat{S}_n = a_n \begin{pmatrix} 1 & \lambda_n e^{i\phi} \\ \lambda_n e^{-i\phi} & 1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

В случае узких резонансов, $|\epsilon_n - \epsilon_m| \ll \Gamma_n, \Gamma_m \quad \forall n, m$, параметризация числами λ_n имеет очевидный смысл: если для двух соседних, хорошо разделенных резонансов, ϵ_n и ϵ_{n+1} , произведение $\lambda_n \lambda_{n+1} = \mp 1$, то при переходе от первого резонанса ко второму фаза амплитуд андреевского отражения, s_{he} или s_{eh} , меняется соответственно на π или 2π .

Рассмотрим шум на положительных частотах. Можно получить следующее выражение для шума при $0 < \omega < 2eV/\hbar$ ($S(\omega) = 0$ при $\omega > 2eV/\hbar$), записанное через амплитуды Андреевского и нормального отражений:

$$S(\omega) = \frac{2e^2}{h} \int_{\hbar\omega - eV}^{eV} \left(R_N(\epsilon) R_A(\hbar\omega - \epsilon) + K(\epsilon) K^*(\hbar\omega - \epsilon) \right) d\epsilon. \quad (11)$$

где $R_A(\epsilon) = |s_{he}(\epsilon)|^2$, $R_N(\epsilon) = |s_{ee}(\epsilon)|^2$, $K(\epsilon) = s_{ee}^*(\epsilon) s_{he}(\epsilon)$.

Воспользовавшись формулой (10), получим следующее выражение для шума:

$$S(\omega) = 2 \frac{e^2}{h} \int_{\hbar\omega - eV}^{eV} d\epsilon \times \left\{ R_A(\epsilon) - \left(\sum_{nm} \frac{\chi_n \chi_m (1 + \lambda_n \lambda_m)}{(\epsilon - E_n^*)(\hbar\omega - \epsilon - E_m^*)} + \text{к.с.} \right) + \right.$$

$$+ \left(\sum_{nm} \frac{\chi_n^* \chi_m (1 - \lambda_n \lambda_m)}{(\epsilon - E_n)(\hbar\omega - \epsilon - E_m^*)} + \text{к.с.} \right) \Big\}, \quad (12)$$

где $\chi_n = a_n^* \sum_m A_{nm} \lambda_m a_m$ – постоянный множитель, eV – напряжение на контакте. Хотя интеграл в (12) берется элементарными методами, мы не будем приводить результаты из-за их громоздкости и неинформативности.

Некоторые общие заключения можно сделать для узких резонансов. Действительно, при $|\epsilon_n - \epsilon_m| \ll \Gamma_n, \Gamma_m \forall n, m$ можно считать, что в матрице \hat{S}_0 $a_0 = 1, b_0 = 0$. Такой выбор матрицы \hat{S}_0 соответствует случаю, когда вероятность андреевского отражения в резонансе равна единице, что легко видеть, если воспользоваться обычной формулой Брейта-Вигнера и разложить $\hat{S}(\epsilon)$ вблизи соответствующего резонанса. Тогда $a_n = -i\Gamma_n/2$, и $\chi_n = -(i/4)\lambda_n\Gamma_n \forall n$, заметив также, что слагаемые во второй сумме формулы (12) представляют собой произведение двух полюсов, расположенных по одну сторону от действительной оси, то есть дают пренебрежимо малый вклад в интеграл, можно получить следующую приближенную формулу для шума при $\omega > 0$:

$$S(\omega) = 2\pi \frac{e^2}{h} \left\{ \sum_n \frac{\Gamma_n}{2} - \frac{1}{8} \sum_{n,m} \frac{(1 + \lambda_n \lambda_m) \Gamma_n \Gamma_m (\Gamma_n + \Gamma_m)}{(\hbar\omega - \epsilon_n - \epsilon_m)^2 + (\Gamma_n + \Gamma_m)^2/4} \right\}, \quad (13)$$

где суммирование проводится только по тем резонансам, для которых $\hbar\omega - eV < \epsilon_n < eV$.

Отсюда видно, что шум на конечной частоте имеет два характерных типа особенностей: “ступеньки” на частотах $\hbar\omega_n = eV \pm \epsilon_n$, и “впадины” – прогибы шириной $\Gamma_n + \Gamma_m$ – на частотах $\omega_{nm} = (\epsilon_n + \epsilon_m)/\hbar > 0$, таких, что $\lambda_n \lambda_m = 1$, где происходит частичное подавление шума (иногда почти до нуля, см. ниже). Поскольку $\lambda_n^2 = 1 \forall n$, то на частотах $\omega_{nn} > 0$ мы всегда имеем особенность второго типа, тогда как появление таких особенностей на частотах ω_{nm} зависит от относительной фазы амплитуды андреевского отражения между n -ым и m -ым резонансами.

Если $\lambda_n \lambda_m = -1$ (относительная фаза амплитуд андреевского отражения соответствующая этим резонансам, кратна π – резонансы “находятся в противофазе”), то “прогиб” появится на частоте $\omega = |\epsilon_n - \epsilon_m|/\hbar$, в свою очередь при $\lambda_n \lambda_m = 1$ (относительная фаза кратна 2π – случай “синфазных” резонансов) подавление шума произойдет на частоте $\omega_{nm} = (\epsilon_n + \epsilon_m)/\hbar$.

Что касается “ступенек”, то особенности этого типа присутствуют всегда, вне зависимости от от-

носительной фазы резонансов. Хотя формула (13) имеет разрывы в точках $\omega_n = (eV + \epsilon_n)/\hbar$, в действительности шум непрерывен на этих частотах и “ступеньки” имеют конечную ширину, порядка Γ_n . Таким образом формула (13) правильно описывает поведение шума вдали от “ступенек”, то есть при $eV + \epsilon_n < \hbar\omega < eV + \epsilon_{n+1}$.

Можно показать, что на отрицательных частотах шум будет иметь точно такие же особенности, как и при $\omega > 0$. Сохранится и аналогичная зависимость в расположении особенностей второго типа (“прогибов”) от относительной фазы андреевских резонансов. Поэтому, и симметризованный коррелятор тока, $S_{sym}(\omega) = 1/2(S(\omega) + S(-\omega))$, в свою очередь будет иметь точно такие же особенности и такую же зависимость в их расположении от относительной фазы резонансов. Таким образом, из измерения шума можно извлечь информацию не только о положении резонансов, но и об их относительной фазе, чего невозможно сделать при измерении только контактного мезоскопической системы.

В случае, когда все резонансы имеют почти одинаковую ширину и расположены периодически (в пределах ширины соответствующих резонансов, Γ_n, Γ_{n+1}), то есть $\epsilon_{n+1} - \epsilon_n \approx \Delta_\epsilon$, и если к тому же любые два соседних резонанса находятся в противофазе, то, как следует из формулы (13), шум на положительных частотах $\omega_n = n\Delta_\epsilon/\hbar$ подавляется почти до нуля, что происходит из-за наложения особенностей на частотах $\omega_{nn} = (\epsilon_n + \epsilon_n)/\hbar \approx (2n - 1)\Delta_\epsilon/\hbar$ и $\omega_{ij} = (\epsilon_i + \epsilon_j)/\hbar \approx \omega_{nn}$, таких, что $\lambda_i \lambda_j = 1$. Такая ситуация реализуется, например, в баллистическом NINS-контакте, если NS-граница близка к идеальной.

В качестве иллюстрации мы рассмотрим частный случай, когда в интервале eV находятся только два резонанса, $E_1 = \epsilon_1 - i\Gamma_1/2$ и $E_2 = \epsilon_2 - i\Gamma_2/2$ (если в системе присутствуют другие резонансы, то мы будем считать, что они находятся при энергиях $\epsilon_n \gg eV$, то есть не оказывают заметного влияния на поведение шума при частотах $|\omega| \leq 2eV/\hbar$). Удобно изобразить все характерные частоты в виде следующей схематичной энергетической диаграммы (см. рис.1). В данном случае принципиально возможно только два способа параметризации матрицы рассеяния: $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ – “синфазные” резонансы и $\lambda_1 = -\lambda_2 = 1$ – резонансы в “противофазе”. Результат численного вычисления шума на положительных частотах для каждого способа параметризации показан на рис.2, где действительно видны особенности на всех характерных частотах рис.1. Возвращаясь к работе [11], из рис.1 видим, что при наличии резонанса, близкого к ϵ_F , на частоте $\omega \simeq eV/\hbar$ появляется

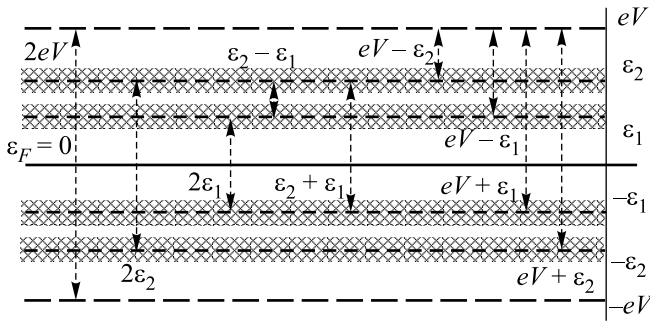


Рис.1. Энергетическая диаграмма, показывающая все характерные энергетические интервалы в системе. Соответствующие частоты обозначены стрелочками, ширина резонансов обозначена штриховкой (масштаб не соблюдается)

ступенчатая особенность, возникновение которой никак не связано с появлением какого-либо нормального (несверхпроводящего) транспортного режима.

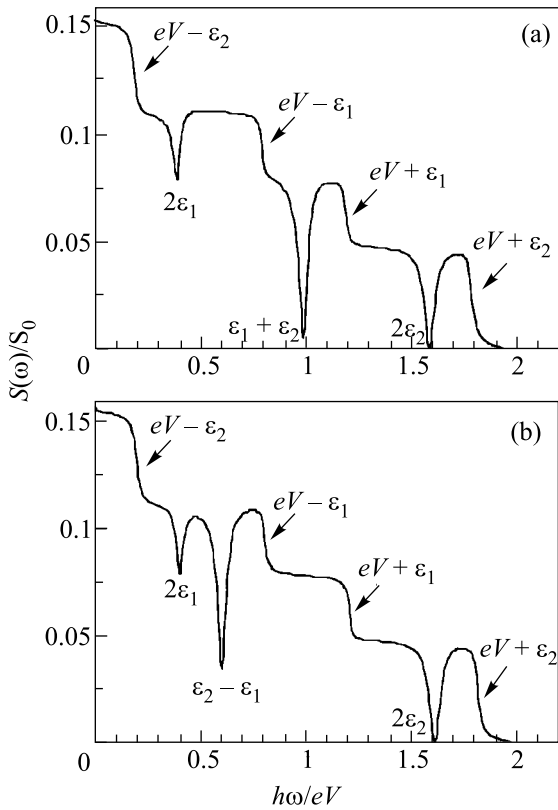


Рис.2. Шум на положительных частотах, в единицах $S_0 = 2(e^2/h)eV$ для случая (а) синфазных уровней и (б) уровней в противофазе, $\epsilon_1 = 0.2eV$, $\epsilon_2 = 0.8eV$, $\Gamma_1 = 0.02eV$, $\Gamma_2 = 0.03eV$

Опишем теперь качественно как конечная температура повлияет на особенности в шуме. При $T \neq 0$ произойдет "размытие" ступеньки Ферми, то есть

в энергетической диаграмме на рис. 1 характерная энергия $\pm eV$ "размоется" на величину $\sim T$ (аналогично размытию резонансов на величину $\sim \Gamma$). Как видно из рис.1 это приведет при $T \ll \min |\epsilon_n - \epsilon_m|$ к уширению ступенчатых особенностей на частотах $(eV \pm \epsilon_n)/\hbar$ до ширины $\Gamma_n + T$, а также к размытию на величину $\sim 2T$ особенности на джозефсоновской частоте $2eV/\hbar$. Что же касается особенностей второго типа - "прогибов" на частоте $(\epsilon_n + \epsilon_m)/\hbar$ ($\epsilon_n, \epsilon_m \ll eV$), то их ширина и форма не должны измениться при конечной температуре $T \ll \min |\epsilon_n - \epsilon_m|$.

Как видно в случае узких резонансов, шум не проявляет каких-либо особенностей на нулевой частоте. Пусть теперь существуют какие-либо два соседних резонанса, ϵ_1 и ϵ_2 , находящихся в "противофазе", расстояние между которыми уже нельзя считать малым, $\epsilon_2 - \epsilon_1 \sim \Gamma_1, \Gamma_2$, но сами они находятся далеко от уровня Ферми, $\epsilon = 0$. Теперь для амплитуд рассеяния уже нельзя пользоваться формулой Брейта-Вигнера вблизи ϵ_1, ϵ_2 . Если для "узких" резонансов $R_A(\epsilon)$ имеет максимумы точно в точках ϵ_n , то для двух близких резонансов это уже не так. Здесь происходит слияние резонансов, то есть максимумы $R_A(\epsilon)$ начинают сближаться и будут находиться в точках $(1/2)(\epsilon_1 + \epsilon_2) \pm (1/2)\sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 - \Gamma_1\Gamma_2}$, расстояние между которыми становится меньше расстояния между соответствующими квазидискретными уровнями энергии. При $\Delta = \epsilon_2 - \epsilon_1 = \sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}$ происходит полное слияние резонансов, когда $R_A(\epsilon)$ имеет единственный максимум в точке $\epsilon = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, равный единице. При дальнейшем уменьшении Δ происходит спадание значения этого максимума до нуля. Таким образом, после полного слияния резонансов из измерения только кондуктанса системы мы не в состоянии определить, находится ли в точке $(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ два близких квазидискретных уровня, либо это только один уровень.

Следует ожидать, что когда расстояние Δ становится слишком малым, $\Delta \sim \sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}$, то и в шуме происходит аналогичное слияние соответствующих особенностей на частотах $2\epsilon_{1,2}/\hbar$, $(eV + 2\epsilon_{1,2})/\hbar$ и т.д. В частности, особенность в точке $(\epsilon_2 - \epsilon_1)/\hbar$ сдвинется точно в нуль. Можно получить аналитическую формулу для шума при малой частоте, когда $(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2 \ll eV$:

$$S(\omega) = 4\pi \frac{e^2}{h} \Gamma_+ \frac{\Delta^2 + \Gamma_+^2}{\Delta^2 + \Gamma_+^2} \left\{ 1 - \frac{\Gamma_1\Gamma_2}{2\Gamma_+} \left(\frac{\Gamma_+ \cos 2\phi + (\hbar\omega + \Delta) \sin 2\phi}{(\hbar\omega + \Delta)^2 + \Gamma_+^2} + \frac{\Gamma_+ \cos 2\phi + (\Delta - \hbar\omega) \sin 2\phi}{(\hbar\omega - \Delta)^2 + \Gamma_+^2} \right) \right\}, \quad (14)$$

где $\Gamma_+ = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$, $\Gamma_- = (\Gamma_1 - \Gamma_2)/2$, $\phi = \arctan(\Gamma_+/\Delta)$. Результаты численного вычисления шума вблизи нуля в зависимости от отношения Γ_+/Δ показаны на рис.3. Как видно, при $\Gamma_+/\Delta < 1$ (“поч-

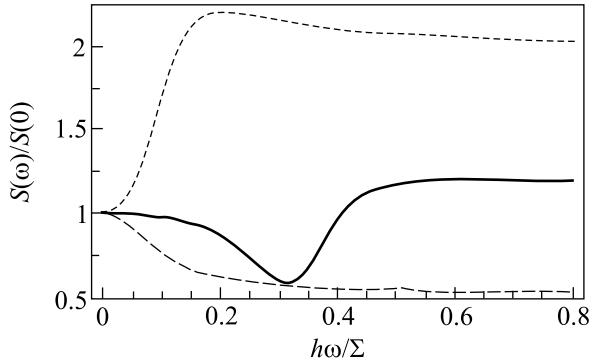


Рис.3. Поведение шума вблизи $\omega = 0$ для случая двух близких уровней ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0.1\Sigma$, $\Sigma = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$), в зависимости от расстояния между ними: сплошная линия $\Gamma_+/\Delta = 0.25$, мелкая штриховая линия – $\Gamma_+/\Delta = 1$, и широкая штриховая линия – $\Gamma_+/\Delta = 10$

ти узкие” резонансы) шум имеет минимум вблизи нуля, но не в нуле, при $\Gamma_+/\Delta \sim 1$ – минимум смещается в нуль, а при $\Gamma_+/\Delta \gg 1$ шум в нуле принимает максимальное значение.

Рассмотрим теперь кратко нестационарный случай, когда вблизи контакта в ограниченной области, шириной d , приложен переменный векторный потенциал, $A_x(t) = A_x \sin \Omega t$. Мы будем интересоваться зависимостью шума на нулевой частоте $S_0(\Omega, V)$ от частоты переменного потенциала и напряжения на контакте. Считая, что электроны, проходя через область с переменным потенциалом, набирают дополнительную фазу $\Phi(t) = \Phi \sin \Omega t$ ($\Phi = 2\pi \int dx A_x/\Phi_0$), и что потенциал $A_x(t)$ слабо меняется за время пролета электрона через область рассеяния, можно получить:

$$S_0(\Omega, V) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(1 - 2\Theta\left(n - \frac{2eV}{\hbar\Omega}\right)\right) J_n^2(2\Phi) F(n\Omega), \quad (15)$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя, $F(\omega) = 2e^2/h \int_{\hbar\omega - eV}^{eV} (R_A(\hbar\omega - \epsilon)R_N(\epsilon) + K(\epsilon)K^*(\hbar\omega - \epsilon))d\epsilon$ (см. формулу (11)). Поскольку $F(2eV) = 0$, то первая производная шума по напряжению равна

$$\frac{\partial S_0(V, \Omega)}{\partial V} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(1 - 2\Theta\left(n - \frac{2eV}{\hbar\Omega}\right)\right) J_n^2(2\Phi) \frac{\partial F(n\Omega)}{\partial V}. \quad (16)$$

Как видно, при $2eV = n\Omega$ производная $\partial S_0/\partial V$ как функция V будет иметь точки разрыва (ступеньки),

что было обнаружено в работе [2] для нерезонансного случая. В резонансном случае появятся еще дополнительные особенности в виде небольших пиков при $eV = \epsilon_i$ и $eV = n\Omega \pm \epsilon_i$ шириной Γ_i и высотой, определяемой квадратом функции Бесселя, $J_n^2(2\Phi)$. Важно отметить, что как высота ступенек при $2eV = n\hbar\Omega$, так и высота “пиков” при $eV = \epsilon_i$, $n\hbar\Omega \pm \epsilon_i$ чувствительны к фазе, набираемой электроном (дыркой) при прохождении области с переменным потенциалом.

Данное вычисление формально справедливо только если $\hbar\Omega \ll \Gamma$ (переменный потенциал слабо меняется за время рассеяния). Поэтому приведенные результаты формально несправедливы при $\hbar\Omega > \Gamma$, однако мы полагаем, что и в этом случае они качественно верно описывают поведение $\partial S(0)/\partial V$ (по крайней мере, что касается положения указанных характерных особенностей – пиков и ступенек).

Мы благодарны участникам семинара сектора Квантовой мезоскопии ИТФ РАН за обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 000216617), Министерством науки (проект “Физические основы квантовых вычислений”), Голландским научным фондом (грант для сотрудничества с Россией), Швейцарским научным фондом.

1. Г.Б. Лесовик, Письма в ЖЭТФ **70**, 209 (1999); S.-R. Eric Yang, Solid State Commun. **81**, 375 (1992).
2. G.B. Lesovik and L.S. Levitov, Phys. Rev. Lett. **72**, 538 (1994).
3. V. A. Khlus, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **93**, 2179 (1987) [Sov. Phys. JETP **66**, 1243 (1987)].
4. G.B. Lesovik, T. Martinand J. Torres, Phys. Rev. **B60**, 11935 (1999).
5. J. Torries, T. Martin, and G.B. Lesovik Phys. Rev. **B63**, 134517 (2001).
6. K. E. Nagaev and M. Büttiker, Phys. Rev. **B63**, 081301 (2001).
7. R. J. Schoelkopf, A. A. Kozhevnikov, D. E. Prober, and M. J. Rooks, Phys. Rev. Lett. **80**, 2437 (1998).
8. A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober Phys. Rev. Lett. **84**, 3398 (2000).
9. A. Yacobi, M. Helblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4047.
10. C. Bruder, R. Fazio, and H. Schoeller, Phys. Rev. Lett. **76**, 114 (1996); T. Taniguchi, M. Büttiker Phys. Rev. **B60**, 13814 (1999).
11. A. A. Kozhevnikov, Ph. D. thesis, Yale 2001
12. M. P. Anantram and S. Datta, Phys. Rev. **B53**, 16390 (1996).