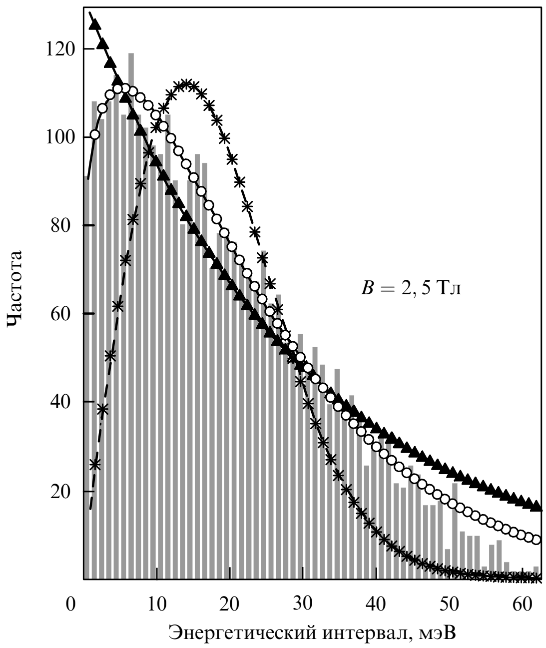

Рис. 5. Гистограмма распределения уровней экситонов по энергии. Полосы — эксперимент. Символы — наилучшая подгонка к распределениям Броди (светлые кружки), Пуассона (треугольники) и Вигнера (звездочки).

ские интервалы, и оно имеет максимум при $w = 0$. Однако если имеют место отталкивания энергетических уровней, они подавляют все спектральные флуктуации, и энергетические интервалы между уровнями описываются распределением Вигнера:

$$P(w) = \frac{\pi w}{2D^2} \exp\left(-\frac{\pi w^2}{4D^2}\right), \tag{2}$$

с линейным отталкиванием уровней [11]. Распределение Вигнера применимо только для чистой последовательности уровней, которые имеют одни и те же квантовые числа. В случае смешанных последовательностей отталкивания смягчаются нулевыми матричными элементами взаимодействия состояний с различной симметрией, вид спектрального распределения приближается к случайному распределению: распределение расстояний между уровнями становится пуассоновским. Броди ввел распределение уровней, которое является интерполяцией между распределениями Вигнера и Пуассона [12]:

$$P_\beta(w) = A\left(\frac{w}{D}\right)^\beta \exp\left[-\alpha\left(\frac{w}{D}\right)^{1+\beta}\right], \tag{3}$$

где $A = (1+\beta)\alpha$,

$$\alpha = \left[\frac{1}{D}\,\Gamma\left(\frac{2+\beta}{1+\beta}\right)\right]^{1+\beta},$$

$\Gamma(x)$ — гамма-функция, β — параметр Броди. Когда $\beta = 0$ ($\beta = 1$), распределение Броди сводится к распределению Пуассона (Вигнера). Это распределение является эвристическим и не имеет теоретического обоснования в качестве критерия хаоса в системе. Однако в отсутствие распределения, имеющего теоретическое обоснование, оно полезно, поскольку зависит только от одного параметра. Наилучшее описание наших данных получается при 2,5 Тл с $\beta = 0{,}24$ и $D = 15$ мэВ; в полях $\approx 0{,}5$ Тл их значения составляют 0,05 и 10 мэВ соответственно. Как β, так и D возрастает при увеличении поля до ≈ 5 Тл, а затем выходит на насыщение.

В заключение следует отметить, что нами обнаружены статистические корреляции в магнитоэкситонных спектрах КЯ в GaAs, которые можно считать признаками квантового хаоса. Расстояния между энергетическими уровнями описываются распределением Броди, которое является интерполяцией между распределениями Вигнера и Пуассона. Отклонение от чисто вигнеровского распределения обусловлено существованием экситонных уровней, которые относятся к различным неприводимым представлениям. Они могут быть вырожденными по энергии. Таким образом вероятность нулевого энергетического интервала между уровнями возрастает, что вносит в распределение пуассоновский вклад. Для изучения влияния понижения симметрии системы на распределение энергетичесих уровней в настоящее время проводятся дальнейшие исследования с использованием магнитного поля, наклонного по отношению к оси роста квантовой ямы. Кроме того, для понижения симметрии может также использоваться внешнее электрическое поле.

Настоящая работа была частично поддержана Испанской программой DGICYT (контракт No. PB96-0085) и Фондом Рамона Аресеса. Один из авторов (М.П.) во время выполнения проекта находился в Автономном университете Мадрида в качестве приглашенного профессора (Profesor Visitante Iberdrola de Ciencia y Tecnología).

Список литературы

1. Giannoni M J, Voros A, Zinn-Justin J (Eds) *Chaos and Quantum Physics, NATO ASI Series Session LII* (Amsterdam: North-Holland, 1991)
2. Simons B D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2899 (1993)
3. Delande D, in Ref. [1] p. 667
4. Knox R S "*Theory of Excitons*" *Solid State Phys.* (New York: Academic, 1963) Suppl. 5.
5. Viña L et al. *Phys. Rev. B* **41** 10767 (1990)
6. Frommhold T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1142 (1995)
7. Mueller G et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2875 (1995)
8. Wilkinson P B et al. *Nature* (London) **380** 608 (1996)
9. Monteiro T S, Dando P A *Phys. Rev. E* **53** 3369 (1996)
10. Ulloa S, Pfannkuche D *Superlatt. and Microst.* **20** 1 (1996)
11. Brody T A et al. *Rev. Mod. Phys.* **53** 385 (1981)
12. Brody T A *Lett. Nuovo Cimento* **7** 482 (1973)

Проявление локальной плотности состояний во флуктуациях дифференциального кондактанса при резонансном туннелировании между неупорядоченными металлами

В.И. Фалько

Теоретическое обсуждение флуктуаций локальной плотности состояний (ЛПС) в неупорядоченных металлах началось более десяти лет назад [1, 2] и об их статистике в металлическом режиме (т.е. при $p_F l \gg 1$) многое уже известно [3]. Случайная в пространстве и параметрическая зависимости этой величины, обсуждавшиеся в литературе, являются результатом интерференции многократно рассеянных электронных волн в неупорядоченном металле. Недавно было показано, что амплитуда флуктуаций ЛПС и их статистика определяются главным образом статистическими свойствами волновых функций диффундирующих электронов в неупорядоченном металле [4–6] и, в частности, корреляциями между отдельными волновыми функциями.

Прямое проявление флуктуаций плотности состояний в транспортных измерениях впервые обсуждалось в контексте нерезонансного туннелирования между двумя неупорядоченными металлами [7]. Затем эта идея была распространена [8] на исследования процессов резонансного туннелирования при наличии резонансного уровня в барьере, а вклад флуктуаций ЛПС в кондактанс такого устройства обсуждался в приближении линейного отклика. В недавних экспериментах по вертикальному транспорту в полупроводниковых структурах малой площади с двумя барьерами [9–13] было обнаружено резонансное туннелирование между двумя сильнолегированными полупроводниками (которые можно рассматривать как разупорядоченные металлы) через единичный примесный уровень, образованный флуктуациями плотности заряженных доноров под нижней подзоной квантовой ямы, и теперь следует уделить внимание количественному анализу, чтобы создать основу для количественного сравнения с имеющимися экспериментальными данными. В настоящей статье сообщается о результатах такого анализа.

Вряд ли можно считать, что экспериментальные условия в работах [9–13] соответствовали режиму линейного транспорта, поскольку при нулевом напряжении смещения энергия дискретного примесного уровня E_0 первоначально не совпадает с химическим потенциалом μ_L в массивных электродах, и резонанс наступает только после того, как напряжение смещения достигает порогового значения $V_0(E_0)$. Поскольку вольт-амперная характеристика $I(V)$ такого устройства является сильно нелинейной, ее можно разделить на три типичных интервала [10–14]: ниже порога, где $I \approx 0$; пороговый режим $V = V_0(E_0) \pm \Gamma/ae$, где $I(V)$ имеет ступеньку после пересечения резонансным уровнем энергии Ферми μ_L эмиттера; и интервал плато $V_0(E_0) < V < V_1(E_1)$, где ток остается почти постоянным до тех пор, пока следующий примесный уровень E_1 не понизится настолько, чтобы вносить вклад в транспорт. В большинстве образцов, исследованных в работах [10–13], барьер эмиттера намного выше, чем барьер коллектора, поэтому при теоретическом анализе можно пренебречь влиянием эффекта кулоновской блокады резонансного примесного уровня (которое играет решающую роль, если конфигурация барьеров идеально симметрична [15]). Если это так, то основной вклад в ширину резонанса кондактанса Γ вносит уход электронов с примесного уровня в коллектор, $\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_L \approx \Gamma_R$, в то время как величина ступеньки тока определяется главным образом скоростью туннелирования Γ_L через широкий барьер со стороны эмиттера. В этом приближении ток может быть представлен в виде [16, 8]

$$I(V) = \frac{e}{h}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_R(\epsilon)\Gamma_L(\epsilon)\left[f_L(\epsilon) - f_R(\epsilon)\right] \mathrm{d}\epsilon}{\left[\epsilon - E_0(V)\right]^2 + (1/4)\Gamma^2(\epsilon)} ,$$

где $f_{L(R)}(\epsilon) = \left\{1 + \exp[(\epsilon - \mu_{L(R)})/T]\right\}^{-1}$. После усреднения по беспорядку ВАХ в пороговой области описывается величиной резонансного пика кондактанса при напряжении V_0 при условии, что $\mu_L = E_0(V)$:

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}V} \right\rangle_{\max} \approx G_\Gamma = \frac{4ae^2}{h}\frac{\Gamma_L}{\Gamma} , \tag{1}$$

а ее ширина на половине высоты составляет $V_\Gamma \approx \Gamma/ea$. Множитель $a < 1$ в уравнении (1) возникает для учета реального распределения падения напряжения на структуре. В режиме плато (при $T < \mu_L - E_0$) средний ток $\langle I \rangle$ выходит на насыщение:

$$\left\langle I(\mu_L - E_0 > \Gamma) \right\rangle \to 2\pi e\,\frac{\Gamma_L}{h} = \frac{\pi}{2}\,G_\Gamma V_\Gamma , \tag{2}$$

таким образом, среднее по беспорядку от $\langle \mathrm{d}I/\mathrm{d}V \rangle$ стремится к нулевому значению.

Последнее утверждение сделано, чтобы подчеркнуть, что в интервале напряжений смещения $E_1 > \mu_L > E_0 > \mu_R$ основной вклад в дифференциальный кондактанс устройства вносит нерегулярная, присущая каждому конкретному образцу энергетическая зависимость туннельного взаимодействия между примесью и континуумом электронных состояний, т.е. состояний в неупорядоченном эмиттере "намного ниже" уровня Ферми μ_L,

$$\Gamma_L(\epsilon) = 2\int \frac{\mathrm{d}\mathbf{p}\,\mathrm{d}\mathbf{p}'}{(2\pi)^{2d}}\,\mathrm{Im}\left[G_\epsilon^A(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\right] t(\mathbf{p}) t^*(\mathbf{p}') , \tag{3}$$

где $t(\mathbf{p})$ — формальный матричный элемент туннелирования между примесью и объемным электродом, а $\mathrm{Im}\left[G^A\right] = \left[G^A - G^R\right]/2$ — точная запаздывающая (опережающая) функция Грина электрона в объеме при фиксированной конфигурации беспорядка. Здесь рассматриваются флуктуации в эмиттере не только по количественным причинам, вытекающим из предполагаемой асимметрии структуры $\Gamma_L \ll \Gamma_R$, но также потому, что при реалистических значениях напряжения $V > V_0$ [10, 12, 13] электрон-электронные столкновения и испускание плазмонов и оптических фононов в коллекторе являются достаточно быстрыми для того, чтобы размывать обусловленные ими квантовые интерференционные эффекты.

Что касается дифференциального кондактанса $G(V)$ в режиме плато, то основной вклад в его нерегулярные осцилляции около среднего нулевого значения возникает от наименьшего энергетического масштаба Γ, разрешаемого с помощью фиксированного спектрометра. В результате параметры корреляции флуктуаций дифференциального кондактанса определяются энергетической шириной резонансного примесного уровня: корреляционное напряжение можно оценить как Γ/e, а корреляционное магнитное поле определяется как поле, дающее квант магнитного потока на площадь L_Γ^2, где $L_\Gamma = \sqrt{Dh/\Gamma}$ — диффузионная длина в неупорядоченном металле, соответствующая времени жизни электрона h/Γ

в резонансном примесном состоянии. Говоря качественно, целая область размера L_Γ вблизи резонансной примеси в равной степени важна для формирования конкретного изображения $G(V, B)$, и это именно та часть системы, которая может быть прозондирована диффузионным электроном в течение его типичного времени жизни на примесном центре. В результате короткодействующие особенности матричного элемента туннелирования выпадают из рассмотрения, и флуктуации дифференциального кондактанса просто равняются производной флуктуаций локальной плотности состояний по энергии:

$$G(V, B) \equiv \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}V} \propto \frac{\mathrm{d}\delta\nu(\epsilon, B)}{\mathrm{d}\epsilon}\,.$$

Амплитуда нерегулярных осцилляций $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$, вычисляемая ниже, также связана с шириной резонанса. Дисперсия (т.е. среднеквадратичное отклонение) дифференциального кондактанса при $V > V_0 + \Gamma/e$, нормированная на высоту главного резонансного пика при $V = V_0$, обратно пропорциональна кондактансу $g(L_\Gamma)$ части электрода с размерами L_Γ^d в единицах e^2/h, что можно интерпретировать на основе статистики одночастичных волновых функций неупорядоченного металла. Этот результат вычислений с помощью диаграммной теории возмущений можно качественно объяснить следующим образом. Величина тока в режиме плато определяется суммой локальных плотностей (в месте положения спектрометра) волновых функций $|\psi_\epsilon(r_0)|^2$, которые находятся в энергетическом интервале Γ около E_0 в куске металла с характерными размерами L_Γ. Они представляют собой состояния, которые могут вносить резонансный вклад в туннельный ток. Среднее значение этой суммы пропорционально их полному числу $N(\Gamma)$ и типичной плотности одного состояния $\langle|\psi_\epsilon(r_0)|^2\rangle \sim 1/L_\Gamma^d$. Достигаемое на шаге с шириной $V_\Gamma = \Gamma/ae$ такое значение плато тока дает высоту основного пика дифференциального кондактанса G_Γ, которая пропорциональна $N(\Gamma)\langle|\psi_\epsilon(r_0)|^2\rangle/V_\Gamma$. С другой стороны, функция $\psi_\epsilon(r_0)$, рассматриваемая для отдельного состояния, является случайной переменной с преимущественно гауссовой статистикой в металлическом режиме [5], таким образом, $\mathrm{var}(|\psi_\epsilon(r_0)|^2) \sim \langle|\psi_\epsilon(r_0)|^2\rangle^2$. Дисперсия суммы большого числа $N(\Gamma) \gg 1$ случайных слагаемых $|\psi_\epsilon(r_0)|^2$ имеет порядок $N(\Gamma)\langle|\psi_\epsilon(r_0)|^2\rangle^2$, и, являясь независимой для каждого следующего энергетического интервала Γ, эта флуктуация ответственна за флуктуацию дифференциального кондактанса с дисперсией $N(\Gamma)\langle|\psi_\epsilon(r_0)|^2\rangle^2/V_\Gamma^2$. Следуя Таулесу [17], получим $N(\Gamma) \sim g(L_\Gamma)$, что дает оценку $\langle\delta G^2\rangle/G_\Gamma^2 \approx g^{-1}(L_\Gamma)$, которая упоминалась в начале этого раздела. Интересно отметить, что эти флуктуации должны быть почти нечувствительными к изменениям температуры, поскольку в них дают вклад электронные состояния, лежащие много ниже уровня Ферми, и их амплитуда определяется просто энергетической шириной "спектрометра" Γ.

Для количественного описания зависимости случайного дифференциального кондактанса от напряжения смещения и внешнего магнитного поля надо выразить эту зависимость через усредненную по беспорядку корреляционную функцию производной тока $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$, измеренной при различных напряжениях или при несколько отличающихся значениях магнитного поля:

$$\big\langle G(V, B)G(V + \Delta V, B + \Delta B)\big\rangle = \langle\delta G^2\rangle K_d(\Delta V, \Delta B)\,. \quad (4)$$

Чтобы получить аналитический вид как дисперсии, так и корреляционных функций флуктуаций дифференциального кондактанса, использована диаграммная техника теории возмущений [18]. В случае, когда электроды являются трехмерными металлическими (являются протяженными во всех направлениях на расстояниях больше $L_\Gamma = \sqrt{hD/\Gamma}$), что выполняется в устройствах с вертикальным туннелированием, выращенных без нелегированного спейсера перед туннельным барьером, результат анализа по теории возмущений имеет вид (4) с дисперсией

$$\langle\delta G^2\rangle_3 = \frac{(2\pi)^{3/2}\beta^{-1}}{16}\,\frac{\sqrt{\Gamma/hD}}{\nu hD}\,\frac{G_\Gamma^2}{[1 + \hbar\gamma/\Gamma]^{3/2}}\,, \quad (5)$$

где коэффициент $\beta = 1$ для случая пренебрежимого и $\beta = 2$ для случая сильного спин-орбитального взаимодействия, и корреляционные свойства, описываемые функцией

$$K_3 = \frac{(2 - Y)\sqrt{1 + Y}}{\sqrt{2}\,Y^3}\,, \qquad Y = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta V}{\tilde{V}_\Gamma}\right)^2}\,.$$

В уравнении (5) $\beta = 1$ для предела нулевого магнитного поля, $\beta = 2$, когда $BL_\Gamma^2 > \Phi_0$, и выражение $\tilde{V}_\Gamma = V_\Gamma + \hbar\gamma/(ae)$ несколько модифицировано по сравнению с шириной главного резонанса V_Γ скорости сбоя фазы γ всплывающей "дырки" под ферми-уровнем, образующейся в эмиттере после события туннелирования. Величина дисперсии флуктуаций в (5) нормирована на величину G_Γ из уравнения (1), чтобы показать, как она параметрически уменьшается по сравнению с высотой главного пика в $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ на множитель $\delta G/G_\Gamma \sim g^{-1/2}(L_\Gamma)$, где $g(L_\Gamma)$ — кондактанс части электрода размером L_Γ во всех направлениях в единицах e^2/h (второй сомножитель в (5)).

Аналогичная оценка применима к случаю плоского эмиттера. Аналитический результат для этого случая можно записать как

$$\langle\delta G^2\rangle_2 = \frac{\pi\theta\beta^{-1}}{4\nu hD}\,\frac{G_\Gamma^2}{[1 + \hbar\gamma/\Gamma]^2}\,, \qquad K_2 = \frac{1 - (\Delta V/\tilde{V}_\Gamma)^2}{\left[1 + (\Delta V/\tilde{V}_\Gamma)^2\right]^2}\,. \quad (6)$$

В уравнении (6) коэффициент θ введен, чтобы различить две конфигурации устройства: $\theta = 2$ для "горизонтального" туннелирования через литографически сформированный барьер в двумерной электронной системе, и $\theta = 1$ для "вертикального" туннелирования из двумерного слоя, расположенного перед двухбарьерной структурой в устройстве, выращенном с широким спейсером [10].

Корреляционные свойства случайных осцилляций дифференциального кондактанса при изменении магнитного поля, ориентированного вдоль направления тока, можно вычислить стандартным способом [19] и получить корреляционные функции $K_d(\Delta B)$ дифференциального кондактанса вида

$$K_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2X^{-2}}{[n + 1/2 + 1/X]^3} = -X^{-2}\psi^{(2)}\left(\frac{1}{X} + \frac{1}{2}\right),$$

$$K_3 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(3/2)X^{-3/2}}{[n+1/2+1/X]^{5/2}}\,, \qquad X = \frac{2eD\Delta B}{c(\Gamma+\hbar\gamma)} = \frac{2L_\Gamma^2 \Delta B}{\Phi_0}\,, \tag{7}$$

где $\psi^{(2)}(z)$ — вторая производная ψ-функции. При $X \ll 1$ корреляционную функцию $K_d(\Delta H)$ в (7) можно аппроксимировать как

$$K_3 \approx 1 - \frac{5}{32}X^2\,, \qquad K_2 \approx 1 - \frac{1}{4}X^2\,.$$

Характерное корреляционное поле ΔB_c (полуширина корреляционной функции на половине высоты), определенное таким образом, имеет вид

$$\Delta B_c^{(d)} \approx \frac{c[\Gamma+\hbar\gamma]}{eD} \times \begin{cases} 1{,}8\,, & d=3\,,\\ 1{,}3\,, & d=2\,. \end{cases} \tag{8}$$

Для полноты картины продемонстрируем также аналитический вид дисперсии и корреляционных функций для квазиодномерной геометрии, т.е. для проволоки с размерами поперечного сечения меньше L_Γ. Выполнив стандартные вычисления для квазиодномерной геометрии [19], получаем соотношения

$$\langle \delta G^2 \rangle = \frac{3(2\pi)^{3/2}}{32}\,\frac{1}{Sv\sqrt{hD\Gamma}}\,\frac{G_\Gamma^2}{[1+\hbar\gamma/\Gamma]^{5/2}}\,, \tag{9}$$

$$K(\Delta V, 0) = \frac{(4-2Y-Y^2)\sqrt{1+Y}}{\sqrt{2}\,Y^5}\,, \qquad Y = \sqrt{1+\left(\frac{\Delta V}{\tilde V_\Gamma}\right)^2}\,,$$

которые опять определяются кондактансом части проволоки длиной L_Γ. Зависимость корреляционной функции флуктуаций дифференциального кондактанса от магнитного поля можно найти аналогичным способом. Выкладки легко обобщаются на случай наклонного магнитного поля, образующего произвольный угол φ с осью проволоки, и для цилиндрических проволок получаем

$$K(0,\Delta B) = \frac{1}{[1+X_1^2]^{5/2}}\,, \qquad X_1 = \frac{\sqrt{\pi\chi(\varphi)}}{2}\,\frac{e\Delta B}{hc}\,rL_\Gamma\,. \tag{10}$$

В этом уравнении $\chi(\varphi) = 1+\sin^2\varphi$, поэтому корреляционные параметры B_c для поля, ориентированного вдоль оси проволоки и перпендикулярно ей, могут различаться только множителем $\sqrt{2}$, $B_c^{\parallel}/B_c^{\perp} = \sqrt{2}$, что намного больше значения, которое можно ожидать в случае двумерного эмиттера. Заметим, что в квазиодномерной цилиндрической проволоке $B_c^{\parallel} = 0{,}64\Phi_0/rL_\Gamma$.

Следует отметить, что спектральная функция флуктуаций $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ в трехмерной и квазиодномерной геометриях в зависимости от напряжения (которая совпадает с фурье-образом $K(\Delta V, 0)$ по V) дала бы значение, отличающееся от полученного из полуширины корреляционной функции, поскольку в этих случаях последняя не является лоренцевской. В частности, корреляционное напряжение, которое можно получить из анализа спектральной функции, совпадает с V_Γ, тогда как корреляционное напряжение, полученное из полувысоты корреляционной функции, равно $0{,}65V_\Gamma$ в трехмерном случае и $0{,}39V_\Gamma$ в квазиодномерном случае.

Результаты уравнений (5), (6), (8) можно обобщить на случай флуктуаций дифференциального кондактанса в классически сильном магнитном поле $\omega_c\tau \geqslant 1$. Чтобы выполнить такое обобщение, достаточно [20] заменить изотропный коэффициент диффузии D в выражении для диффузона P^d диагональным тензором $\mathrm{diag}(D, D_\perp, D_\perp)$, учитывая, что диффузия перпендикулярно магнитному полю подавляется циклотронным движением, $D_\perp = D/(1+(\omega_c\tau)^2)$. Когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно туннельному барьеру, эффект проскакивания орбит [21] не влияет на граничные условия к уравнению для диффузона (в отличие от случая флуктуаций кондактанса в металлических проволоках [22]), таким образом, находим, что дисперсия $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ и корреляционный параметр ΔB_c возрастают при увеличении магнитного поля как

$$\frac{\langle(\delta G)^2\rangle_B}{\langle(\delta G)^2\rangle_{B=0}} \approx \frac{\Delta B_c(B)}{\Delta B_c(0)} \approx 1+(\omega_c\tau)^2\,. \tag{11}$$

Корреляционное напряжение и вид корреляционной функции $K_d(\Delta V)$ остаются неизменными, поскольку они определяются исключительно шириной спектрометра, не зависящей от коэффициента диффузии.

В заключение отметим, что дифференциальный кондактанс системы с резонансным туннелированием из неупорядоченного металла через единичный примесный уровень проанализирован в режиме плато тока. В системах всех изученных в работе размерностей он флуктуирует вокруг среднего нулевого значения со среднеквадратичным значением, которое соизмеримо с высотой пика главного резонанса G_Γ и обратно пропорционально кондактансу $g(L_\Gamma)$ (в квантовых единицах) части неупорядоченного электрода с типичными размерами $L_\Gamma \sim \sqrt{hD/\Gamma}$, определяемыми шириной самого резонанса:

$$\left\langle \left(\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}V}\right)^2 \right\rangle \sim \frac{G_\Gamma^2}{g(L_\Gamma)}\,.$$

Значение корреляционного магнитного поля флуктуаций также связано с длиной L_Γ, $\Delta B_c \sim \phi_0/L_\Gamma^2$, и корреляционные свойства зависимости $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ при изменении напряжения найдены в аналитическом виде как в двух, так и в трех измерениях, как функция напряжения в масштабе ширины главного резонансного пика. Как амплитуда флуктуаций, так и корреляционный параметр ΔB_c должны возрастать при увеличении магнитного поля.

Автор благодарен EPSRC за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Lerner I V *Phys. Lett. A* **133** 253 (1988)
2. Альтшулер Б Л, Шкловский Б И *ЖЭТФ* **91** 220 (1986) [*Sov. Phys. JETP* **64** 127 (1986)]
3. Altshuler B, Kravtsov V, Lerner I, in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (Eds B L Altshuler, P Lee, R Webb (Amsterdam: North-Holland, 1991)
4. Wegner F *Z. Phys. B* **36** 209 (1980); Fal'ko V, Efetov K *Europhys. Lett.* **32** 627 (1995); *Phys. Rev. B* **52** 17413 (1995)
5. Fal'ko V, Efetov K *J. Math. Phys.* **37** 4935 (1996)
6. Efetov K B *Adv. Phys.* **32** 53 (1983)
7. Назаров Ю В *ЖЭТФ* **98** 306 (1990) [*Sov. Phys. JETP* **71** 563 (1990)]; Зюзин А Ю, Спивак Б З *ЖЭТФ* **98** 1011 (1990) [*Sov. Phys. JETP* **71** 563 (1990)]
8. Lerner I V, Raikh M E *Phys. Rev. B* **45** 14036 (1992)
9. Su B, Goldman V J, Cunningham J E *Science* **255** 313 (1992); *Phys. Rev. B* **46** 7644 (1992)

10. Dellow M W et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1754 (1992); Geim A K et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2061 (1994); McDonnell P J et al. *Physica B* **211** 433 (1995)
11. Tewordt M et al. *Phys. Rev. B* **46** 3948 (1992); *Phys. Rev. B* **45** 14407 (1992); Schmidt T et al. *Phys. Rev. B* **51** 5570 (1995)
12. Deshpande et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 1328 (1996); Sleight J W et al. *Phys. Rev. B* **53** 15727 (1996); *Semicond. Sci. Technol.* **9** 1919 (1994)
13. Schmidt T et al. *Europhys. Lett.* **36** 61 (1996)
14. Sivan U et al. *Europhys. Lett.* **25** 605 (1994)
15. Глазман Л И, Матвеев К А *Письма в ЖЭТФ* **48** 445 (1988); Chen L Y, Ting C S *Phys. Rev. B* **44** 5916 (1991)
16. Чаплик А, Энтин М *ЖЭТФ* **67** 208 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **40** 106 (1974)]; Azbel M *Solid State Commun.* **45** 527 (1983); Xue W, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **38** 3913 (1988)
17. Thouless D *Phys. Rev. Lett.* **39** 1167 (1977)
18. Falko V *Phys. Rev. B* **56** 1049 (1997)
19. Альтшулер Б Л, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **42** 291 (1985)
20. Xiong S, Stone A D *Phys. Rev. Lett.* **68** 3757 (1992)
21. Geim A K et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3014 (1991); *Phys. Rev. Lett.* **69** 1248 (1992)
22. Maslov D, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **71** 4222 (1993); Khmelnitskii D E, Yosefin M *Surf. Sci.* **305** 507 (1994)

Резонансное туннелирование через одноэлектронный транзистор

Ю. Кёниг, Х. Шёллер, Г. Шён

1. Введение

На электронный транспорт через мезоскопические металлические острова и квантовые точки сильное влияние оказывает большая электростатическая энергия $E_{\mathrm{C}} = e^2/2C$, связанная с малой емкостью C системы [1–3]. Прототипом этих систем является "одноэлектронный транзистор", в котором малый островок через туннельные переходы соединен с подводящими электродами и через конденсатор — с источником напряжения на затворе. При низких температурах $T \ll E_{\mathrm{C}}$ наблюдаются разнообразные одноэлектронные явления, включая кулоновскую блокаду и осцилляции кондактанса в зависимости от напряжения на затворе.

Детальные особенности транспортных свойств зависят от характеристик островка. В настоящей работе рассматриваются два противоположных предельных случая. В первом случае энергетические состояния островка представляют собой континуум, а туннельные переходы "широкие", с большим количеством поперечных каналов. Этот случай обычно реализуется в металлических гранулах. Если безразмерный туннельный кондактанс переходов между островом и подводящими электродами

$$\alpha_{\mathrm{t}} \equiv \frac{R_{\mathrm{K}}}{4\pi^2 R_{\mathrm{t}}}\,, \tag{1}$$

мал относительно масштаба, задаваемого квантовым сопротивлением $R_{\mathrm{K}} = h/e^2 \simeq 25{,}8$ кОм, то заряд острова является хорошо определенным.

Во втором случае рассматривается экстремальный случай острова, у которого в представляющем интерес диапазоне энергий имеется один вырожденный по спину уровень. Это объясняет явления кулоновской блокады в системах нулевой размерности, таких как двухбарьерные резонансно-туннельные структуры [4, 5], квантовые точки в структурах с расщепленным затвором [6–8], квантовые точечные контакты с однозарядными ловушками [9] и сверхмалые металлические туннельные контакты [10] с частицами диаметром меньше 10 нм. В таких островках возможно разрешение дискретного спектра с расстоянием между уровнями δ, которое может превышать T и eV. При этом в случае невзаимодействующих частиц связь между островком и подводящими электродами характеризуется внутренним уширением уровней Γ.

Для $\alpha_{\mathrm{t}} \ll 1$ в металлических островах или для $\Gamma \ll T$ в квантовых точках последовательное одноэлектронное туннелирование можно исследовать с помощью теории возмущений [1, 3, 11–15]. С другой стороны, в недавних экспериментах по сильному туннелированию обнаружены расхождения с классическим описанием. В металлическом случае наблюдалось уширение пиков кондактанса, существенно превышающее температуру [16, 17] и свидетельствующее о влиянии квантовых флуктуаций и когерентных процессов высших порядков. В нескольких теоретических работах [18–24] была рассмотрена задача о процессах высших порядков. К ним относится "неупругое котуннелирование" [25, 24], когда в процессе второго порядка по α_{t} электроны туннелируют через виртуальное состояние на островке. (Термин "неупругое" означает, что вероятность того, что различные электронные состояния участвуют на разных этапах в коррелированных процессах, очень велика.) Обобщение этого процесса, которое становится существенным вблизи резонансов, — "неупругое резонансное туннелирование" [20, 23], процесс, при котором электроны туннелируют произвольное число раз между резервуарами и островками.

Квантовая точка описывается примесной моделью Андерсона, в которой уровень связан с электронными резервуарами через туннельные барьеры. Сильное кулоновское отталкивание на одном узле подавляет возможность двойного заполнения уровня точки. Из теории сильно коррелированных фермионов [26] известно, что в равновесии в спектральной плотности точки может проявляться резонанс Кондо на уровне Ферми, который приводит к увеличению линейного кондактанса (туннелирование, усиленное эффектом Кондо) [27, 28]. Более выраженная особенность наблюдалась в поведении нелинейного кондактанса, у которого даже при температурах выше температуры Кондо имеется максимум при нулевом напряжении смещения [29, 30].

Настоящая работа посвящена вычислению кондактанса одноэлектронного транзистора в ситуации, когда представления о последовательном туннелировании недостаточно. Поскольку сильное кулоновское взаимодействие между электронами островка не описывается в обычной теории возмущений, мы будем явно учитывать только степени свободы, ответственные за это взаимодействие, без учета всех других степеней свободы. Получающаяся в результате приведенная матрица плотности характеризует временную эволюцию системы. Металлический случай более сложен, поскольку островок содержит большое число электронов. В этом случае в преобразовании Хаббарда–Стратоновича вводится коллективная переменная, заменяющая взаимодействие между электронами. Приводится вывод диаграммного разложения, в котором процессы последовательного котуннелирования и резонансного туннелирования отождествляются с определенными классами диаграмм.