Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 3, стр. 160 – 163 *10 февраля 1987 г.*

СПЕКТР ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПРОВОДНИКАХ

Б.Л.Альтшулер, В.Е.Кравцов, И.В.Лернер

Показано, что отклик неупорядоченного проводника на δ-образный по времени импульс внешнего поля спадает на больших временах t по закону $\exp[-(\ln^2 t)/8u]$. Это значит, что проводник характеризуется спектром времен релаксации, распределение которых имеет логарифмически нормальную асимптотику.

1. Зависимость проводимости σ неупорядоченного металла от частоты ω в классическом случае описывается формулой Друде:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0(1 - i\omega\tau)^{-1}. \qquad (1)$$

Квантовая поправка к $\sigma(\omega)$ равна [1, 2]

$$\delta\sigma = -(2e^2D/\pi\hbar)\frac{1}{L^d}\sum_{\mathbf{q}}(D\mathbf{q}^2 - i\omega + 1/\tau_\varphi^0)^{-1}. \tag{2}$$

Здесь $D = l^2/\tau d$ – коэффициент диффузии в пространстве размерности $d = 2+\epsilon$, l и τ – соответственно длина и время свободного пробега, $\tau_\varphi^0 \propto T^{-p}$ время сбоя фазы из-за неупругих процессов [2], $\tau_\varphi^0 \gg \tau$.

Отклик на δ-образный по времени импульс внешнего поля

$$\sigma(t) = \int \sigma(\omega)\, e^{-i\omega t} d\omega/2\pi \tag{3}$$

при учете как классического (1), так и квантового (2) вклада равен

$$\sigma(t) = \frac{\sigma_0}{\tau}\, e^{-t/\tau} - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} t^{-d/2}(4\pi D)^{-\epsilon/2} e^{-t/t_\varphi^0}. \tag{4}$$

Здесь $t_\varphi^0 = min(\tau_\varphi^0, L^2/D)$ для образца размера L с массивными контактами и $t_\varphi^0 = \tau_\varphi^0$ для изолированного образца. При $\tau < t < t_\varphi^0$ классический вклад в (4) мал и функция отклика спадает степенным образом. При $t > t_\varphi^0$ согласно (4) $\sigma(t)$ спадает экспоненциально. Учет высших квантовых поправок к $\sigma(t)$ в рамках стандартной скейлинговой теории локализации [3] может привести лишь к перенормировке D в (4) и не изменит экспоненциального характера спада $\sigma(t)$.

2. Здесь мы покажем, что правильное при больших t выражение для $\sigma(t)$, усредненного по реализациям случайного потенциала, можно получить только выйдя за рамки стандартного скейлинга. Оно имеет вид

$$\sigma(t) \propto -\sqrt{\tau/t}\exp\left[-\frac{1}{8u}\ln^2(t/\tau)\right], \tag{5}$$

т. е. спадает с ростом t быстрее, чем любая степень t^{-1}, но значительно медленнее, чем любая экспонента $\exp(-t/t_0)$. Полная функция отклика, описываемая суммой выражений (4), (5), изображена на рисунке.

Величина u в (5) для образца любой размерности равна

$$u = \ln(\sigma_0/\sigma), \tag{6}$$

где $\sigma_0 \propto e^2 g_0 l^{-\epsilon}/\hbar$ – затравочное (классическое), а $\sigma \propto e^2 g(L)L^{-\epsilon}/\hbar$ – перенормированное (наблюдаемое) значение *статической* проводимости, $g_0 \equiv g(l)$. Безразмерный кондактанс $g(L)$ удовлетворяет обычному [3–5] уравнению ренормгруппы (РГ) с функцией Гелл-Манна – Лоу $\beta(g) = \epsilon g - 1$. Важно, что еще в области применимости этой формулы величина u может быть большой. При $d = 2$ и $g \sim 1$ согласно (6) $u \sim \ln g_0 \gg 1$. При $d > 2$ и $g \gg g_c \approx \epsilon^{-1}$ величина $u = \ln[g_0/(g_0 - g_c)] \gg 1$ при $g_0 \to g_c$. При больших u релаксация тока идет очень медленно и, так же как и в теории спиновых стекол, могут возникнуть проблемы, связанные с принципиальной неравновесностью системы.

3. Выражению (5) для $\sigma(t)$ соответствует частотная зависимость

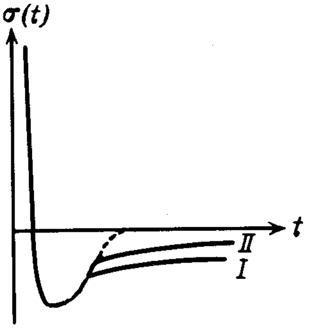
$$\sigma(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n (i\omega\tau)^n, \tag{7}$$

где

$$C_n \propto \exp[2u(n^2 + n - \tfrac{1}{2})], \quad n \gg 1. \tag{8}$$

Без квантовых поправок $C_n = 1$ и (7) переходит в (1). Суммирование квантовых поправок приводит к (8). Подобный закон роста был обнаружен в [6] при рассмотрении различных вкладов в $D(\omega)$ и строго доказан в [7] при изучении высших моментов мезоскопических флуктуаций [8, 9] кондактанса g и плотности состояний ν. Ранее зависимость типа (8) была найдена при изучении [10] моментов локальной плотности состояний.

Закон роста (8) мы получили в результате РГ анализа нелинейной σ модели, отличающейся от обычной [4, 5] двумя обстоятельствами. Во-первых, в функционале учтены вершины, пропорциональные степеням малого параметра $\omega\tau$. Их учет, как показано в [6], и приводит к существенным отклонениям от однопараметрического скейлинга [3]. Во-вторых, в функционал включены вершины, содержащие матричный источник, дифференцируя по которому можно вычислять непосредственно проводимость [11, 7], а не коэффициент диффузии, как в [4 - 6]. Рассмотрение проводилось при температуре $T = 0$, когда $t_\varphi^0 = L^2/D$. Вычисления, приводящие к (7), (8) будут опубликованы позже.



Отклик проводника на δ-образный импульс внешнего поля при разных u, $u_{\mathrm{I}} > u_{\mathrm{II}}$, пунктиром показано экспоненциальное спадание

4. Если бы релаксацию можно было бы характеризовать определенным временем сбоя фазы t_φ^0, то асимптотика $\sigma(t)$ (3) могла бы быть только экспоненциальной. Неэкспоненциальный спад (5) можно рассматривать как проявление широкого разброса времен релаксации

$$\sigma(t) \propto -\int_0^\infty \exp(-t/t_\varphi) f(t_\varphi) dt_\varphi\ , \qquad (9)$$

где распределение времен релаксации $f(t_\varphi)$, согласно (4), (5), имеет максимум при $t_\varphi = t_\varphi^0$ и спадает при больших t_φ по логарифмически нормальному закону $\exp[-\ln^2(t_\varphi/\tau)/8u]$. Такой вид $f(t_\varphi)$ качественно совпадает с видом [7] распределений мезоскопических флуктуаций g и ν.

Мы рассмотрели случай $T = 0$, когда t_φ — время движения электрона через образец. Для типичных траекторий это время действительно порядка L^2/D. Однако в неупорядоченной системе, конечно же, есть траектории, движение по которым требует значительно бо́льшего времени. Наши вычисления показывают, что с учетом квантовых эффектов доля таких траекторий резко возрастает, так что их можно назвать интерференционными ловушками. Из (5) прямо следует, что распределение таких ловушек по временам является логарифмически нормальным. С ростом u это распределение становится все более широким.

5. Можно утверждать, что асимптотика (5) и соответствующее ей распределение $f(t_\varphi)$ остаются справедливыми и при $T \neq 0$, когда t_φ определяется неупругими столкновениями ($t_\varphi \sim \tau_\varphi$, $L^2 \gg D\tau_\varphi$). Дело в том, что вид найденной в [7] асимптотики распределений мезоскопических флуктуаций g и ν основан на некоторых общих свойствах группы перестановок и, по-видимому, является универсальным, т. е. справедливым и для флуктуаций других физических величин. В частности, логарифмически нормальную асимптотику имеет распределение τ_φ. В этом можно убедиться прямым вычислением, учитывая электрон-электронный или электрон-фононный механизм релаксации. Строгое вычисление мы можем провести пока только при $\tau_\varphi \gtrsim L^2/D$ (только в этом случае можно ограничиться низшим порядком теории возмущений по неупругому взаимодействию). Однако, физически ясно, что при $L \to \infty$ следует изучать флуктуации τ_φ^{-1} не во всем образце, а лишь в областях размером $L_\varphi^0 \equiv (D\tau_\varphi^0)^{1/2}$. Распределение же флуктуаций локального τ_φ можно найти, используя результаты, полученные при $L \lesssim L_\varphi^0$, что и приведет к асимптотике (5) для среднего $\sigma(t)$.

В заключение отметим, что распределение, аналогичное распределению τ_φ, должны иметь и другие релаксационные времена, например, время рекомбинации электронов и дырок в легированных полупроводниках. Мы надеемся, что развитый здесь подход позволит *универсальным* образом объяснить результаты многочисленных экспериментов по долговременным релаксационным хвостам. Мы думаем также, что обнаруженный механизм, приводящий к распределению времен релаксации, может иметь отношение к проблеме $1/f$ шума.

Мы благодарны А.Г.Аронову, П.Б.Вигману, К.Б.Ефетову, А.И.Ларкину, С.П.Обухову, А.М.М.Пруискену, Д.Е.Хмельницкому и В.И.Юдсону за полезные обсуждения.

Литература

1. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
2. *Anderson P.W., Abrahams E., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 718.
3. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
4. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1980, **79**, 1120.
5. *Schäfer L., Wegner F.* Z. Phys., 1980, **B38**, 113.
6. *Кравцов В.Е., Лернер И.В.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 1281.
7. *Альтшулер Б.Л., Кравцов В.Е., Лернер И.В.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 342; ЖЭТФ, 1986, **91**, 2276.
8. *Альтшулер Б.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 520.
9. *Lee P.A., Stone A.D.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1622.
10. *Wegner F.* Z. Phys., 1980, **36**, 209.
11. *Кравцов В.Е., Лернер И.В.* ФТТ, 1987, **29**, 456.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 декабря 1986 г.