Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 2, стр. 77 – 79 *25 января 1989 г.*

КИНЕТИКА ЯДЕРНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ПРОВОДНИКЕ

Б.П.Водопьянов, В.А.Жихарев, Г.Г.Халиуллин

Показано, что крупномасштабные флуктуации скорости корринговской релаксации в грязном проводнике приводят к неэкспоненциальному затуханию ядерной намагниченности. Существенна роль спиновой диффузии ядер, которая полностью определяет асимптотику на больших временах.

1. Доминирующим механизмом восстановления равновесного значения намагниченности ядер в металлах является взаимодействие с тепловыми флуктуациями спиновой плотности электронов проводимости (корринговская релаксация). Ясно, что в присутствии немагнит-

ных примесей, дефектов и т.д. скорость релаксации $T_1^{-1}(r)$, определяемая локальным контактным взаимодействием, становится случайной функцией координаты ядра, так что в образце имеется спектр времен релаксации [1]. Вопрос о последствиях этого в кинетике ядерной намагниченности не очевиден, так как дело усложняется присутствием диффузии ядерных спинов. Обычно считается, что быстрая спиновая диффузия, определяемая дипольными и косвенными взаимодействиями между ядрами (по энергии на несколько порядков превышающими обратные времена корринговской релаксации) приводит к усреднению скоростей $T_1^{-1}(r)$ и экспоненциальному закону спада ядерной намагниченности $m(t)$. Наблюдаемые отклонения от этого закона связывают с наличием в образце неконтролируемых магнитных примесей [2].

Ниже показано, что на самом деле спиновая диффузия усредняет лишь коротковолновые неоднородности намагниченности, а флуктуации $T_1^{-1}(r)$ на больших расстояниях (порядка длины фазовой когерентности электронов) приводят к более медленной, чем по экспоненте, релаксации:

$$\frac{\delta m(t)}{m_0} = \exp\left(-\frac{t}{T_1} + \varphi(t)\right). \qquad (1)$$

Здесь T_1^{-1} – усредненная по расположению примесей скорость релаксации [3], а функция $\varphi(t)$ при временах, обычных для эксперимента ($t < \tau$, τ порядка нескольких T_1) для пленки и массивного металла имеет вид:

$$\varphi(t) = \left(\frac{t}{T_1}\right)^2 \frac{1}{3\pi(k_F l)^2} \ln^2\left(\frac{2t^*}{\pi t}\right) \qquad d=2,$$

$$\varphi(t) = \frac{t}{T_1} \frac{3\pi}{4D_s T_1 (k_F^2 l)^2} \ln \frac{D_s t}{l^2} \qquad d=3. \qquad (2)$$

Параметр $t^* = D/4D_s T$ имеет смысл времени, необходимого для диффузии ядерного возбуждения на расстояние порядка температурной длины когерентности электронов. D_s – коэффициент спиновой диффузии ядер, D – коэффициент диффузии электронов, k_F – фермиевский волновой вектор, l – длина свободного пробега электронов.

2. Хорошо известно [4], что вследствие ярко выраженной иерархии во временах флуктуаций электронного и ядерного спинов релаксация продольной ядерной намагниченности описывается уравнением Блоха:

$$\frac{\partial m(rt)}{\partial t} = D_s \nabla^2 m(rt) - \frac{m(rt)}{T_1(r)} \qquad (3)$$

Действительно, скорость корринговской релаксации $T_1^{-1}(r,\omega) \sim \langle \sigma_r^+(t)\sigma_r^- \rangle_\omega$ определяется коррелятором поперечного спина электронов проводимости, причем частота ω должна быть порядка обратных характерных ядерных времен T_n. Но при таких малых частотах этот коррелятор уже не зависит от ω, так как время его затухания за счет спин-орбитального взаимодействия τ_{s0} на много порядков короче характерных времен для ядерного спина. При $\omega < \tau_{s0}^{-1}$ величина $\langle \sigma_r^+(t)\sigma_r^- \rangle_\omega = f(N_r(\epsilon_F), \tau_{s0}^{(r)})$, где $N(\epsilon_F)$ – плотность состояний, и поэтому имеется локальное во времени уравнение (3) со случайной релаксацией $T_1^{-1}(r)$.

Известно [5] решение (3) в форме функционального интеграла:

$$\frac{\delta m(t)}{m_0} = \left\langle\left\langle \exp\left\{-\int \frac{d\tau}{T_1[r(\tau)]}\right\}\right\rangle_{imp}\right\rangle_{\text{тр}}. \qquad (4)$$

В формуле (4) проводится два усреднения: по расположению немагнитных примесей, обуславливающих пространственные флуктуации спиновой плотности электронов, и по траекториям $r(t)$ диффузионного движения ядерного возбуждения по образцу. Последнее приводит к "сглаживанию" флуктуаций случайной величины $T_1^{-1}(r)$ на масштабах порядка $\sqrt{D_s t}$. Однако скорость релаксации не является величиной, прямо связанной с полной зарядовой плотностью электронов и поэтому может флуктуировать из-за интерференционных эффектов на больших расстояниях. Именно эти крупномасштабные флуктуации ($\sqrt{D_s t} \leqslant r \leqslant \sqrt{D/T}$) не усредняются спиновой диффузией и определяют отклонение релаксации от экспоненциальной.

Вычисление (4) для произвольных времен представляет собой непростую задачу. Однако, для слабой локализации, когда флуктуации малы ($\delta T_1^{-1} < T_1^{-1}$), для достаточно широкого интервала времен $t < t_0 \sim 1/\delta T_1^{-1} \gg T_1$, величину (4) можно вычислять разложением в ряд по флуктуациям δT_1^{-1}. Тогда $m(t)$ примет форму (1), а функция $\varphi(t)$ будет выражена через коррелятор флуктуаций скоростей релаксации $K(r_1 - r_2) = \langle \delta T_1^{-1}(r_1)\delta T_1^{-1}(r_2)\rangle_{imp}$:

$$\varphi(t) = \int_0^t d\tau \int_0^\tau d\tau_1 \int dr P_s(r, \tau_1) K(r), \tag{5}$$

где $P_s(rt) = (4\pi D_s t)^{-d/2} \exp(-r^2/4D_s t)$ – функция Грина уравнения спиновой диффузии. Главный вклад в флуктуации $T_1^{-1}(r)$ определяется флуктуациями плотности электронных состояний, так как $T_1^{-1} \sim N^2(\epsilon_F)$. Эффект от флуктуаций τ_{s0} несущественен, ибо τ_{s0} входит в выражение $T_1^{-1}(r)$ только под знаком логарифма (через квантовые поправки вида $(4\pi^2 DN(\epsilon_F))^{-1} \times \ln(\tau_{s0}/\tau)$). Тогда коррелятор $K(r)$ определяется стандартными диаграммами, описывающими флуктуации плотности состояний (две электронные петли, взятые в точках r_1 и r_2 и связанные между собой либо двумя диффузонами, либо двумя куперонами [6]) и равен:

$$K(r) = \frac{1}{8(\pi^2 DT_1 N(\epsilon_F))^2 T} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{\mathrm{sh}^2 \Omega/2T} \left(\frac{\Omega/2T}{\mathrm{th}\,\Omega/2T} - 1\right)(P_\Omega^D(r) P_\Omega^D(r) + P_\Omega^C(r) P_\Omega^C(r)), \tag{6}$$

где P_Ω^D и P_Ω^C – диффузионный и куперонный пропагаторы, удовлетворяющие в координатном пространстве уравнениям:

$$(-\Omega - D\nabla^2 + \gamma_{C,D}) P_\Omega^{(C,D)}(r, r_1) = \delta(r - r_1). \tag{7}$$

Проводя их вычисление и беря интегралы в (5) при условии $t^* > t$, что имеет место при не очень высоких температурах, приходим к формулам (2).

Выражения (2) пригодны для времен $t < t_0$, где t_0 есть решение уравнения $T_1 \dfrac{\partial\varphi(t)}{\partial t} = 1$. В области слабой локализации $t_0 \gg T_1$ и в эксперименте будет наблюдаться зависимость (2), существенно отличающаяся от экспоненциальной. Соответствующие измерения импульсными методами ЯМР позволят определить коэффициент ядерной спиновой диффузии D_s, а также получить дополнительную информацию о параметрах неупорядоченных систем.

Асимптотика $m(t)$ на больших временах $t > t^*$ в рассматриваемой проблеме контролируется не крыльями функции распределения времен релаксации, как было бы при отсутствии спиновой диффузии [1], а другим механизмом, именно, диффузионной передачей энергии от медленно релаксирующих ядер к "быстрым" на расстояния $\sim \sqrt{D/T}$. Это должно сопровождаться выходом на зависимость вида $\exp(-t/t^*)$, что в принципе может быть наблюдено вблизи перехода металл–диэлектрик, когда t^* не слишком велико по сравнению с характерными значениями T_1.

Литература

1. *Альтшулер Б.Л., Кравцов В.Е., Лернер И.В.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 45, 160.
2. *McHenry M., Silbernagel B.* Phys. Rev. B, 1972, 5, 2958.
3. *Водопьянов Б.П., Жихарев В.А.* ФТТ, 1985, 27, 690.
4. *Александров И.В.* Теория магнитной релаксации. М.: Наука, 1975.
5. *Кац М.* Несколько вероятностных задач физики и математики. М.: Наука, 1967.
6. *Альтшулер Б.Л., Шкловский Б.И.* ЖЭТФ, 1986, 91, 220.

Поступила в редакцию
7 сентября 1988 г.

После переработки
28 ноября 1988 г.

Физико-технический институт
Казанский филиал Академии наук СССР