©1990 г.
Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 7, стр. 375 – 376 *10 апреля 1990 г.*

СЛУЧАЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СПИНА НОСИТЕЛЕЙ В НЕРАВНОВЕСНОМ НЕУПОРЯДОЧЕННОМ МЕТАЛЛЕ

Ю.В.Назаров

Показано, что в неравновесном металле из-за эффектов квантовой интерференции спин носителей поляризован. Спиновая плотность случайным образом меняется от точки к точке, оставаясь постоянной во времени.

В силу инвариантности относительно обращения времени в немагнитном материале плотность спина тождественно равна нулю. В стационарном неравновесном состоянии наличие процессов диссипации снимает требование T-инвариантности, даже если агент, создающий неравновесность, является T-инвариантным. В проводящих материалах без центра инверсии, симметрия которых не запрещает связь между вектором и псевдовектором, возможен поэтому кинетический магнитоэлектрический эффект ([1], позднее [2]), заключающийся в индуцировании средней плотности спина электрическим полем.

В материалах, обладающих центром инверсии, средняя плотность индуцированного спина равна нулю. Тем не менее локальная плотность спина отлична от нуля, поскольку неупорядоченность материала снимает требование локальной инвариантности относительно инверсии.

Поляризация в данной точке определяется положением рассеивателей и потому случайна. Анализ показывает, что поляризация определяется спин-орбитальным взаимодействием и эффектами интерференции носителей, поэтому коррелирует на расстояниях порядка длины волны носителя.

Для расчета эффекта можно применить технику, разработанную для анализа мезоскопических флуктуаций [3]. При низких температурах $T\tau \ll 1$, τ – время релаксации по импульсу, основной вклад в флуктуацию спиновой плотности дают диаграммы с двумя диффузионными лестницами. Приведем иллюстрирующий структуру выражения ответ для массивного проводника:

$$\langle S^a S^b \rangle = \frac{\pi\delta^{ab}}{2} \int \frac{d\epsilon\, d\epsilon'}{(2\pi)^2} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \{ |\Gamma_0(\epsilon,\epsilon')|^2 - |\Gamma_s(\epsilon,\epsilon')|^2 \} B(\epsilon,\epsilon') .$$

Здесь Г – диффузионные пропагаторы:

$$\Gamma_0^{-1}(\epsilon,\epsilon') = i(\epsilon-\epsilon') + (2\tau_{in}(\epsilon))^{-1} + (2\tau_{in}(\epsilon'))^{-1} + Dk^2$$

$$\Gamma_s^{-1}(\epsilon,\epsilon') = \Gamma_0^{-1}(\epsilon,\epsilon') + \tau_{so}^{-1};$$

D – коэффициент диффузии носителей, $\tau_{in}(\epsilon)$, τ_{so} – времена релаксации по энергии и по спину. Блок $B(\epsilon,\epsilon')$ выражается через функцию распределения носителей f ($\mathbf{n}$ параметризует ферми-поверхность):

$$B(\epsilon,\epsilon') = \nu \int \frac{d^2n}{4\pi} \{ f(\mathbf{n},\epsilon) f(\mathbf{n},\epsilon') \tau^{-1}(\mathbf{n}) - f(\mathbf{n},\epsilon) \int \frac{d^2n'}{4\pi} W(\mathbf{n},\mathbf{n}') f(\mathbf{n}',\epsilon') \}. \qquad (2)$$

Из (2) видно, что $B \equiv 0$ в состоянии равновесия и $B \not\equiv 0$, если носители неравновесны по импульсу. При $\epsilon - \epsilon' \gg 1/\tau_{so}$ результат (1) содержит спин-орбитальную малость, но при $\epsilon - \epsilon' \ll 1/\tau_{so}$ не зависит от силы спин-орбиты. Это соответствует полной поляризации неравновесных носителей при $|\epsilon - \epsilon_F| \ll 1/\tau_{so}$.

Для массивного образца имеем в линейном по полю приближении:

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\zeta(3/2)}{2^{19/2}\pi^{5/2}} \frac{\mathbf{Ej}}{T^2}(T/D)^{3/2} \quad \text{при } \tau_{in} \gg 1/T \gg \tau_{so}$$

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\mathbf{Ej}(D\tau_{so})^{-1/2}}{24\pi^2 TD} \quad \text{при} \quad \tau_{in} \gg \tau_{so} \gg 1/T.$$

Здесь **j** – плотность электрического тока. При низких температурах можно столкнуться с ситуацией, когда характерная неупругая длина $L_{in} = (D\tau_{in})^{-1/2}$ становится больше поперечного размера проводника, при этом эффективная размерность понижается. В этом случае имеем:

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\mathbf{Ej}\ln(\tau_{in}\min(T, 1/\tau_{so}))}{192\pi^3 Tdh} \text{ – для пленки толщиной } h,$$

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\mathbf{Ej}L_{in}(T)}{48\pi^2 TDA} \text{ – для проволоки с поперечным сечением } A,$$

здесь полагаем $\tau_{in} \gg \min(\tau_{so}, T)$.

Линейный по полю эффект неограниченно растет с понижением температуры. Из-за того, что эффект определяется размытием распределения Ферми, нелинейность по полю становится существенной уже при очень слабой неравновесности, когда электрический ток заведомо линеен по полю. Соответствующее условие имеет вид:

$$\mathbf{Ej} \leqslant \nu T^2 \tau_{e\text{-}ph}^{-1} \tag{3}$$

здесь $\tau_{e\text{-}ph}^{-1}$ – частота электрон-фононных столкновений, уносящих энергию из электронной подсистемы. Если при данном **E** (3) нарушается при температуре, равной температуре термостата, то из (3) можно оценить эффективную температуру электронов. С учетом этого нетрудно видеть, что случайная спиновая плотность при разумных значениях параметров все время мала в атомных единицах.

При оценках по порядку величины следует учитывать малость, связанную с численным коэффициентом. Так, например, при $E \sim 1$ В/см, при гелиевых температурах и в случае сильно неупорядоченного металла имеем в атомных единицах: $S \sim 10^{-8}$ для массивного образца, $S \sim 10^{-7}$ для пленки в несколько атомных слоев, $S \sim 10^{-5}$ для предельно тонкой проволоки.

С локальной спиновой плотностью носителей непосредственно взаимодействуют спины парамагнитных центров и спины ядер, что создает принципиальную возможность наблюдения описываемого явления. При наблюдении ЭПР или ЯМР случайная поляризация спинов носителей сдвигает резонансную частоту локализованного спина, что приводит к уширению линии резонанса. Этот вклад в ширину линии может быть идентифицирован по зависимости от неравновесности, магнитного поля и температуры.

По-видимому, наиболее перспективно наблюдение ЯМР на парамагнитных центрах. При $S \sim 10^{-7}$ и гелиевых температурах вклад в ширину линии составит ~ 1 Гс, что вполне наблюдаемо.

Литература

1. *Левитов Л.С. и др.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 229.
2. *Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **50**, 398.
3. *Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1986, **91**, 1815.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
7 марта 1990 г.