

ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ С СИЛЬНЫМИ МЕЖЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

Ю.В.Конаев, Л.Р.Тагиров

Показано, что при сильном отталкивании электронов с противоположными спинами на одном узле скорость ядерной магнитной релаксации в сверхпроводящей фазе, в отличие от предсказания теории БКШ, становится монотонной функцией температуры.

1. Хорошо известно (см., например, ¹), что основным механизмом ядерной магнитной релаксации в сверхпроводниках является релаксация на электронах проводимости. Последние в теории БКШ рассматриваются в приближении почти свободных электронов, для которых в нормальной фазе скорость релаксации линейно зависит от температуры. В сверхпроводящей фазе скорость релаксации $R_s(T)$ увеличивается сразу ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c , что обусловлено фактором когерентности. При дальнейшем понижении температуры $R_s(T)$ быстро уменьшается вследствие уменьшения числа одночастичных возбуждений.

В настоящей работе мы покажем, что в случае большой потенциальной энергии U отталкивания электронов с противоположными спинами на узле фактор когерентности в скорости релаксации $R_s(T)$ будет близок к единице и $R_s(T)$ будет монотонно убывать ниже T_c .

2. Будем считать, что ядра с моментом I связаны с электронами посредством контактного сверхтонкого взаимодействия

$$H_{hf} = A \sum_i I_i \vec{\sigma}(\mathbf{R}_i), \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}(\mathbf{R}_i)$ — спиновая плотность электронов проводимости на ядре. Скорость релаксации

$$R_s(T) \equiv T_{1s}^{-1} = \frac{\int_0^{\infty} dt \langle [H_{hf}, I^z](t) [I^z, H_{hf}] \rangle}{\langle I^z I^z \rangle} \quad (2)$$

выражается через равновесную корреляционную функцию коммутаторов z-компоненты полного спина $I^z = \sum_j I_j^z$ с гамильтонианом (1). Вычисляя коммутаторы, приходим к заключению, что числитель (2) содержит произведение ядерных и электронных операторов, взятых на одном узле, типа

$$\langle I_i^-(t) I_i^+(t) \rangle \{ \langle a_{i\downarrow}(t) a_{i\downarrow}^+(t) \rangle \langle a_{i\uparrow}^+(t) a_{i\uparrow}(t) \rangle + \langle a_{i\uparrow}^+(t) a_{i\downarrow}^+(t) \rangle \langle a_{i\uparrow}(t) a_{i\downarrow}(t) \rangle \}, \quad (3)$$

где $a_{i\sigma}^+$, $a_{i\sigma}$ — электронные операторы вторичного квантования. Поскольку корреляционные эффекты для ряда высокотемпературных сверхпроводников оказываются существенными, чтобы понять их влияние на ядерную релаксацию, выполним расчет в модели Хаббарда, предполагая в дальнейшем величину U самым большим параметром

$$H = E \sum_{i\sigma} n_{i\sigma} + \sum_{ij\sigma} t_{ij} a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}, \quad (4)$$

где $n_{i\sigma} = a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma}$, t_{ij} — интеграл перескока с узла i на j . Для модели (4) может быть сформулирована задача о сверхпроводимости ^{2,3}. Откладывая обсуждение реализуемости сверхпроводящего состояния, мы обращаем внимание на существование для (4) точного соотношения ² между недиагональным по узлам параметром порядка $\Delta = 2 \sum_{ij} t_{ij} \langle a_{i\uparrow} a_{j\downarrow} \rangle$ и одноузловым аномальным средним

$$\langle a_{i\downarrow}(0) a_{i\uparrow}(0) \rangle = \Delta / (2E + U), \quad (5)$$

которое будет малым при большой величине U . Соотношение (5) есть формальное выражение невыгодности пребывания двух квазичастиц с противоположными спинами на одном узле, что является более общим утверждением, а не следствием модели (4). Вычисления динамических аномальных средних типа $\langle a_{i\uparrow}(t)a_{i\downarrow}(t') \rangle$ во втором слагаемом (5), подробности которых мы опускаем из-за громоздкости, показывают, что эти средние также малы в меру соотношения (5). Таким образом, в выражение для скорости ядерной релаксации (2) при $U \rightarrow \infty$ дают вклад только средние нормального типа $\langle a_{i\downarrow}^+(t)a_{i\downarrow}(0) \rangle$.

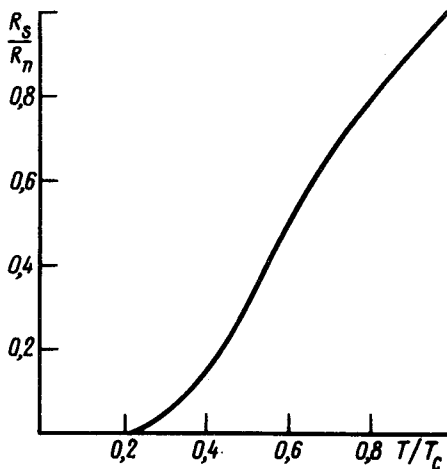
При больших U они приобретают обычный для теории БКШ вид и содержат спектр со щелью Δ , обусловленной разноузловыми аномальными средними. Далее стандартные вычисления для скорости релаксации, отнесенной к таковой в нормальной фазе, приводят к выражению

$$\frac{R_s}{R_n} = \frac{2}{kT} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{\epsilon(\epsilon + \omega_N) f(\epsilon) [1 - f(\epsilon + \omega_N)] d\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2} \sqrt{(\epsilon + \omega_N)^2 - \Delta^2}}, \quad (6)$$

где ω_N — частота прецессии ядерного момента, $f(\epsilon)$ — фермиевская функция. Формула (6) может быть получена из соответствующего выражения теории БКШ¹, если в последнем фактор когерентности положить равным единице. При условии $\omega_N \ll kT$, Δ интегрирование в (6) дает

$$\frac{R_s}{R_n} \approx 2f(\Delta) \left\{ 1 + \frac{\Delta}{2kT} f(-\Delta) \ln(\Delta/\omega_N) \right\}. \quad (7)$$

Полагая для определенности, что Δ зависит от температуры как в теории БКШ, можно построить температурную зависимость (7) (рисунок). Из рисунка видно, что ниже T_c $R_s(T)$ не превышает величину $R_n(T)$ в нормальной фазе.



3. В появившемся недавно препринте Катаяма и др.⁴ сообщаются результаты исследований релаксации ядер ^{63}Cu и ^{17}O , выполненных в одном образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Температурная зависимость скорости релаксации ядер ^{17}O немонотонна как в БКШ сверхпроводниках¹. В противоположность этому, скорость релаксации ядер ^{63}Cu в плоскостях CuO_2 структуры быстро падает сразу ниже T_c (что отмечалось и ранее в многочисленных экспериментах). Если предположить, что в медной системе энергия отталкивания на узле значительно больше энергии зонного движения, а в кислородной системе эти энергии одного порядка, то можно ожидать, что пик в скорости релаксации ниже T_c будет подавлен для меди и ослаблен для кислорода, что соответствует эксперименту⁴. Заметим, что для изотропного сверхтонкого взаимодействия рассматриваемый в настоящей работе механизм дол-

жен давать такой же по величине вклад и в скорость поперечной релаксации T_2^{-1} . Действительно, в ⁵ для меди наблюдалось монотонное уменьшение сразу ниже T_c , причем величина изменения T_2^{-1} составляет около $3,5 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$, что сопоставимо с изменением $2,5 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ в T_1^{-1} ⁴.

В настоящее время преобладает мнение, основывающееся на экспериментальных данных, что для подсистемы электронов кислорода справедливо зонное описание как нулевое приближение, и проводимость и сверхпроводимость, в основном, осуществляется по кислородным состояниям. Как показывают эксперименты по фотоэмиссии, рентгеновскому поглощению и эмиссии, а также расчеты Хирша и др. ⁶, с увеличением концентрации дырок в системе при легировании возрастает количество ионов Cu^+ . В модели Хаббарда это соответствует частичному заполнению электронами верхней медной подзоны и означает, что она перекрывается по энергии с кислородной зоной, имеющей дырочный тип проводимости. Поэтому параметр порядка Δ в медной подсистеме следует искать как результат решения системы уравнений самосогласования, связанной в меру гибридизации. Хотя такая задача в настоящей работе не исследуется, мы полагаем, что это может сказаться только на деталях температурного хода $R_g(T)$, качественный же результат не изменится.

Из структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ следует, что перекрытие волновых функций между слоями для меди более сильное, чем для кислорода. Поэтому знак константы Холла для магнитного поля в плоскости CuO_2 оказывается противоположным случаю, когда поле направлено перпендикулярно слоям CuO_2 ⁷, перекрытие в которых происходит преимущественно по кислороду.

Заметим, что в принципе, для электронов меди не лишена смысла зонная картина в качестве начального приближения. Имеется разумная процедура описания межэлектронных корреляций в зоне на языке магнитных флуктуаций ⁸, характерный масштаб которых ξ_M уменьшается до атомных величин при усилении корреляции. По-видимому, результат работы останется в силе, если длина ξ_M не будет превышать сверхпроводящую корреляционную длину.

Литература

1. *McLaughlin D.E.* Sol. St. Phys., 1976, 31, 1.
2. *Plakida N.M., Stasyuk I.V.* Mod. Phys. Lett., 1988, 2, 969.
3. *Заборов А.В., Садовский М.В.* Препринт, № 5, УрО АН СССР, 1988.
4. *Katayama-Yoshida H. et al.* Preprint, 1988.
5. *Бахарев О.Н. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 383.
6. *Hirsch J.E. et al.* Physica C, 1988, 153–155, 549.
7. *Tozer S.W. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1768.
8. *Мория Т.* Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988, с. 287.