

ИЗУЧЕНИЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ В $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ МЕТОДОМ ЯКР

А.В.Бондарь, С.М.Рябченко, Ю.В.Федотов

Экспериментально обнаружено различие в действии захваченного в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ магнитного потока на поперечную релаксацию (T_2) ЯКР ядер меди в плоскостях (Cu(2)) и цепях (Cu(1)) кристаллической структуры. Обсуждаются возможные причины явления.

При обсуждении вихревой структуры в ВТСП рассматривались джозефсоновские вихри на межзеренных слабых связях¹, слабых связях, возникающих в границах двойникования², либо на слабых связях, обусловленных слоистой структурой³. Хотя в⁴ сделан вывод, что $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ не вполне соответствует развитой там же модели сверхпроводящих (СП) плоскостей с джозефсоновскими связями между ними, перпендикулярная слою длина когерентности в этом ВТСП достаточно мала, чтобы ожидать нетривиальных особенностей структуры вихрей.

В настоящей работе для изучения захвата потока использован метод ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) ядер меди. Он, в отличие, от других методов, дает локальную информацию, в частности, позволяет отдельно наблюдать воздействия на ядра в плоскостях (Cu(2)) и в цепях (Cu(1)) структуры, линии ЯКР которых хорошо разрешены.

Исследования велись методом спинового эха Хана в интервале температур 4,2-100К, с использованием магнитных полей $H \leq 500$ Э. Образцы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с $T_c = 91$ К были получены по керамической технологии, а затем измельчены (размеры зерен 3-10 мкм).

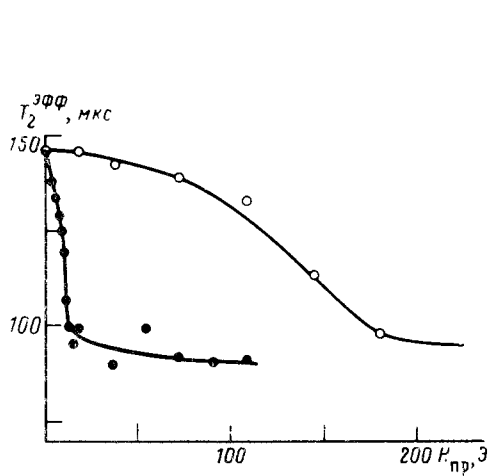


Рис.1

Рис. 1. Зависимость $T_2^{\text{эфф}}$ от $H_{\text{пр}}$ для ядер Cu(2). $T = 15$ К. \circ - режим ОНП; \bullet - режим ОП

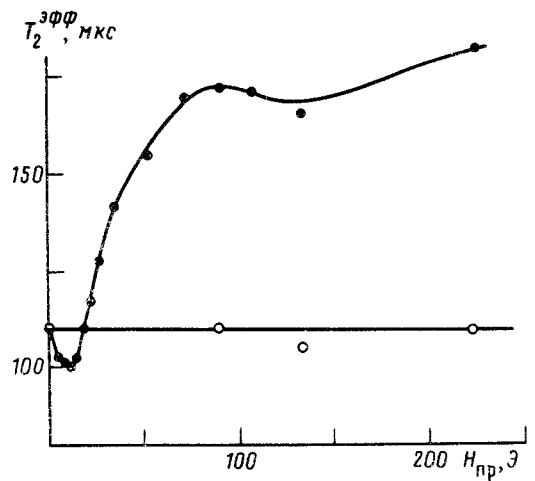


Рис.2

Рис. 2. Зависимость $T_2^{\text{эфф}}$ от $H_{\text{пр}}$ для ядер Cu(1). $T = 15$ К. \circ - режим ОНП; \bullet - режим ОП

Измерения проводились в двух режимах: а) охлаждение в нулевом поле (ОНП), когда после охлаждения от $T \geq 100$ К $> T_c$ измерялись амплитуды сигналов и релаксационные характеристики, затем прикладывалось поле $H_{\text{пр}}$, а

после его снятия вновь проводились измерения; б) образец охлаждался в поле $H_{\text{пр}}$ (охлаждение в поле - ОП), затем оно снималось и проводились измерения. Принимались меры для исключения неконтролируемых магнитных полей, в частности, использовался сварной криостат, без кольцевых паяк, могущих захватывать магнитный поток.

В пределах точности измерений влияния магнитной предыстории образца на время спин-решеточной релаксации T_1 не обнаружено. Однако, оказалось, что при $T < T_c$ она сказывается на амплитудах сигналов эхо (A) и на скорости их спада в зависимости от временного интервала τ между возбуждающими импульсами. Именно по зависимости $A(\tau)$ обычно определяется время поперечной (спин-спиновой) релаксации T_2 . Учитывая, что в магнитном поле (внешнем, либо от захваченного потока) зависимость $A(\tau)$ модифицируется, мы характеризуем ее величиной T_2^{eff} определяя эту величину формально из аппроксимации $A(\tau)$ экспонентой. Измерения показали, что если в приложенном поле зависимость $A(\tau)$ проявляет характерные осцилляции ⁵, то после снятия поля она в пределах точности измерений одноэкспоненциальна.

Как в режиме ОП так и ОНП величина T_2^{eff} и амплитуда сигнала от ядер $\text{Cu}(2)$ вначале с ростом $H_{\text{пр}}$ существенно уменьшаются, а потом перестают от него зависеть (рис.1, 3). Совершенно иной характер зависимости $T_2(H_{\text{пр}})$ для ядер $\text{Cu}(1)$. Для них (см. рис. 2) T_2^{eff} не зависит от $H_{\text{пр}}$ в режиме ОНП, а в режиме ОП даже растет с $H_{\text{пр}}$. Зависимость $A(H_{\text{пр}})$ для ядер $\text{Cu}(1)$ тоже имеет возрастающий участок (рис.3).

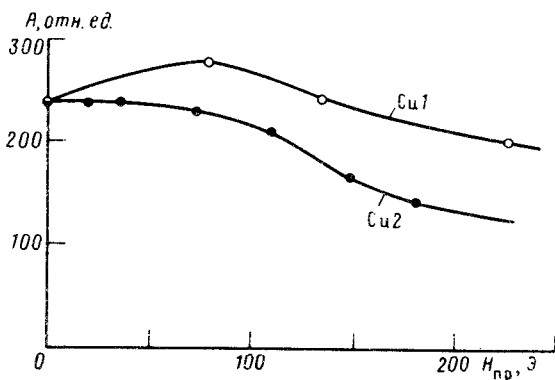


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала ЯКР от $H_{\text{пр}}$ при $\tau = 30$ мкс. $T = 15$ К. \circ - ядра $\text{Cu}(1)$; \bullet - ядра $\text{Cu}(2)$

Результаты устойчиво воспроизводятся на образцах, синтезированных в различных лабораториях. Никакой зависимости измеряемых параметров от $H_{\text{пр}}$ при $T > T_c$ не наблюдается, что говорит об отсутствии влияния на полученные эффекты возможных магнитных включений или элементов установки которые могли бы намагничиваться. В то же время независимые данные показывают, что в указанных полях для образцов ВТСП при $T < T_c$ реализуется захват магнитного потока.

Для ядер $\text{Cu}(2)$ такое поведение могло бы быть следствием эффекта "медленных биений" огибающей эха $A(\tau)$ в магнитном поле H ⁵, период которых $\sim 1/\gamma H$. Усреднение этих периодов в неоднородном поле захваченных вихрей может свестись к сокращению T_2^{eff} . Уменьшение амплитуды эха при этом может быть связано как с сокращением T_2^{eff} . Уменьшение амплитуды эха при этом может быть связано как с сокращением T_2^{eff} , так и с выходом из резонанса части ядер. Для ядер же $\text{Cu}(1)$ при этом приходится полагать, что действующие на них поля как минимум в несколько раз слабее, т.е. мы должны предположить, что поля захваченного потока резко меняются на атомном масштабе. На первый взгляд это полностью противоречит известным пред-

ставлениям о структуре вихрей в сверхпроводниках, имеющих характерный поперечник области спада поля равный глубине проникновения λ много большей межатомных расстояний. Однако, в представлении $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ как совокупности СП плоскостей CuO_2 , связанных джозефсоновскими связями, минимальной энергией и минимальным H_{c1} будут обладать "джозефсоновские" вихри с \vec{H} параллельным плоскостям и с вытянутой в направлении плоскостей нормальной сердцевиной, помещенной между плоскостями ⁴. Основная часть вихревого СП тока будет при этом сосредоточена в ближайших атомных СП плоскостях CuO_2 (например тех, между которыми расположены ионы иттрия), а поле вне их будет резко ослаблено. Естественно, такое представление требует более строгого рассмотрения и обоснования; требуется и рассмотрение альтернативных объяснений.

Возможным вариантом интерпретации наших результатов, не требующим предположения о микронеоднородности поля вихрей, могло бы быть предположение о специальной ориентации захваченного потока по отношению к осям тензоров градиента внутрикристаллического электрического поля. Однако, анализ этой версии основанный на соотношениях полученных в ⁵ показывает ее неприемлемость.

Другие объяснения требуют представлений о локальных механизмах, по разному влияющих уже на истинное T_2 в плоскостях и цепях. Известно ^{6,7}, что при переходе к СП состоянию T_2 для ядер Cu в плоскостях резко (\sim вдвое) удлиняется, оставаясь неизменным для ядер Cu в цепях. В ⁶ обсуждалась версия, связывающая этот эффект с влиянием перехода к СП состоянию на флуктуации электронного спина ионов Cu^{2+} в плоскостях. В нашем случае следовало бы считать, что появление вихревых СП токов, локализованных в основном в плоскостях, влияет на спиновую динамику спиновых моментов Cu^{2+} . Мы не готовы предложить конкретную модель такого влияния.

Что касается слабого роста $A(H_{пр})$ и $T_2^{eff}(H_{пр})$ для $Cu(1)$, то это может быть понято, как результат изменения ядер-ядерных спин-спиновых взаимодействий в сильно градиентном магнитном поле и взаимодействий с электронными спинами парамагнитных примесей. Так же понятны различия между режимами ОНП и ОП. В последнем, в том же $H_{пр}$ плотность вихрей должна быть выше, что качественно соответствует наблюдаемым различиям.

Литература

1. Zhang H. et al. Sol. St. Comm., 1988, 65, 1125.
2. Deutscher G., Muller K.A. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1745.
3. Волков А.Ф. СФХТ. 1989, N12.15.
4. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л., Собянин А.А. ЖЭТФ, 1988, 94, 355.
5. Айнбиндер Н.Е. и др. ФТТ. 1968, 10, 2026.
6. Бахарев О.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 383.
7. Бондарь А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 133.