Физика низких температур, 1996, т. 22, № 12, с. 1383–1389

Низкотемпературные аномалии вероятности эффекта Мессбауэра в $YBa_2(Cu_{1-x}{}^{57}Fe_x)_3O_{6+\delta}$

В. В. Еременко, Д. В. Лукашев, К. М. Мациевский, В. Л. Пономарчук

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: eremenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 6 июня 1996 г.

Определены параметры тензора градиента электрического поля на ядрах примесного железа в ВТСП образцах $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$, проведена идентификация позиций, занимаемых допирующими ядрами. Обнаружено аномальное уменьшение площадей квадрупольных дублетов мессбауэровского спектра ниже температуры сверхпроводящего перехода, что обусловливается возникновением новой фазы с локальным магнитным упорядочением. Предполагается, что появление данной фазы вызвано автолокализацией электронов проводимости в одномерных цепочках.

Визначено параметри тензора градієнта електричного поля на ядрах домішкового заліза в ВТНП зразках $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$, здійснено ідентифікацію позицій, зайнятих допуючими ядрами. Виявлено аномальне зменшення площ квадрупольних дублетів мессбауерівського спектра нижче температури надпровідного переходу, що пов'язується з виникненням нової фази з локальним магнітним впорядкуванням. Припускається, що з'явлення даної фази спричинено автолокалізацією електронів провідності в одновимірних ланцюжках.

Введение

Исследование высокотемпературных сверхпроводников методом эффекта Мессбауэра позволяет получить информацию о температурной динамике изменения локальных полей и среднеквадратичных амплитуд колебаний атомов вблизи сверхпроводящего перехода [1], но при этом возникают некоторые специфические проблемы. В первую очередь, необходимо выяснить, в какие кристаллографические позиции попадают примесные мессбауэровские ядра ^{57}Fe, и дифференцировать изменения параметров, обусловленные самим исходным веществом и ядрами железа, образующими кластеры. При относительно малых концентрациях допирующих ядер ^{57}Fe сверхпроводящие свойства вещества сохраняются, а мессбауэровский спектр вблизи перехода и выше по температуре представляет собой суперпозицию квадрупольных дублетов. Величина расщепления квадрупольного дублета пропорциональна градиенту электрического поля в точке нахождения ядра железа. Идентификация позиций по этому параметру затруднительна, поскольку трудно учесть вклад свободных электронов в величину градиента, особенно в веществе с нестехиометрическим распределением кислородных вакансий. Более надежным может быть определение локальной симметрии электрического поля. В монокристаллических образцах для этого достаточно получить зависимости интенсивностей компонентов дублетов от углов падения потока гамма-квантов относительно осей кристалла. Как известно, поликристаллический порошок $YBa_2(Cu_{1-x}{}^{57}Fe_x)_3O_{6+\delta}$ довольно легко текстурировать в магнитном поле [2]. Оси с кристаллитов при этом ориентируются преимущественно вдоль направления поля. Исследование угловых зависимостей отношений интенсивностей компонентов квадрупольных дублетов на текстурированных образцах позволяет определить для каждой неэквивалентной позиции знак z-компоненты тензора градиента электрического поля (V_{ZZ}), направление главных осей этого тензора относительно осей кристалла и его параметр асимметрии $\eta = (V_{XX} - V_{YY}) / V_{ZZ}$. Система координат XYZ выбирается таким образом, чтобы выполнялись неравенства $|V_{ZZ}| > |V_{YY}| > |V_{XX}|$, а остальные компоненты тензора были бы равны нулю. Используя выражения для интенсивностей компонентов квадрупольных дублетов I_1 и I_2 (соответственно переходы $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ и $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$) в монокристалле [3] и метод усреднения для текстуры цилиндрического типа [4], можно записать сле-

© В. В. Еременко, Д. В. Лукашев, К. М. Мациевский, В. Л. Пономарчук, 1996

дующие уравнения для интенсивностей компонентов дублета в текстурированном поликристаллическом образце:

а) с ||X

$$I_1 = 1 + \frac{2a}{\sqrt{3}} + \frac{5}{3}a^2 + \frac{1}{2}(1 - 2a\sqrt{3} - a^2)\sin^2\alpha\,;$$

$$I_2 = \frac{5}{3} - \frac{2a}{\sqrt{3}} + a^2 - \frac{1}{2}(1 - 2a\sqrt{3} - a^2)\sin^2\alpha\,;$$

б) с ||Y

$$I_1 = 1 - \frac{2a}{\sqrt{3}} + \frac{5}{3}a^2 + \frac{1}{2}(1 + 2a\sqrt{3} - a^2)\sin^2\alpha\,;$$

$$I_2 = \frac{5}{3} + \frac{2a}{\sqrt{3}} + a^2 - \frac{1}{2}(1 + 2a\sqrt{3} - a^2)\sin^2\alpha\,;$$

в) с ||Z

$$I_1 = 1 + \frac{5}{3}a^2 + (1 - a^2)\cos^2\alpha\,;$$

$$I_2 = \frac{5}{3} + a^2 - (1 - a^2)\cos^2\alpha\,;$$

где $a = \eta/\,[\sqrt{3}(1 + (1 + \eta^2/3)^{1/2})]$; η — параметр асимметрии; α — угол между направлением потока γ-квантов и осью текстуры с. Отношения интенсивностей линий квадрупольных дублетов описываются функцией

$$F(\alpha) = \frac{\xi I_1 + (I_1 + I_2)(1 - \xi)/2}{\xi I_2 + (I_1 + I_2)(1 - \xi)/2}\,, \qquad (1)$$

ξ — степень текстуры.

Для «магического угла» ($\alpha = \arccos(1/\sqrt{3}) = 54°44'08''$) отношение интенсивностей линий в дублете равно 1 для всех трех вариантов а), б), в) и не зависит от направления осей тензора градиента электрического поля, параметра асимметрии и степени текстуры. Это свойство мы использовали при определении положений линий в спектре, фиксируя отношения площадей линий в дублетах.

Идентификация позиций, занимаемых примесными ядрами железа

Исследовались образцы $YBa_2(Cu_{1-x}{}^{57}Fe_x)_3O_{6+\delta}$, приготовленные по обычной керамической технологии (прессованием и спеканием исходных компонентов Y_2O_3, $BaCO_3$, CuO и ${}^{57}Fe_2O_3$). Основные измерения проводились на образцах с $x = 0{,}02$ и $\delta = 0{,}95$, поскольку при данной концентрации примесного железа температура сверхпроводящего перехода практически не изменяется (максимум производной кривой электросопротивления соответствует 84 K). Тестирование образцов осуществлялось методами рентгеноструктурного и химического анализа. Определялись параметры решетки и степень текстуры, кислородный индекс нормировался относительно меди. Предполагалось, что каждый катион железа захватывает дополнительно 0,5 атомов кислорода. Текстурирование образцов диктовалось необходимостью идентификации позиций, которые занимают примесные ядра железа в основной матрице. Как известно, в образцах, текстурированных в статическом магнитном поле, оси с кристаллитов преимущественно ориентируются вдоль направления поля, а степень текстуры определяется напряженностью поля, вязкостью наполнителя и временем его полимеризации [1,2].

При обработке спектров методом наименьших квадратов минимизировался функционал Ф:

$$\Phi = \frac{1}{n - m}\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{y_i}\left[y_i - f(a, x_i)\right]^2,$$

n — число экспериментальных точек; m — количество варьируемых параметров $a_1, a_2, \cdots, a_m$, задающих экспериментальную функцию $f(a, x)$; y_i — экспериментальное значение в i-й точке.

На рис. 1 приведены два варианта обработки спектра [5,6], устойчивые относительно малых вариаций параметров, отличающиеся величинами

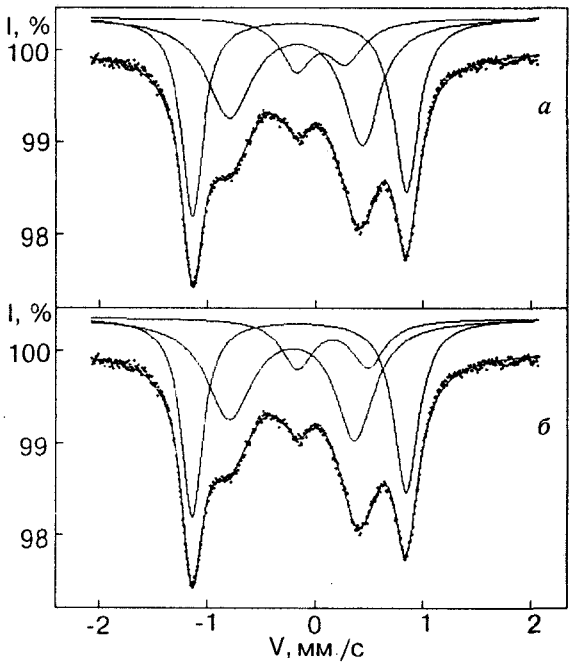

Рис. 1. Мессбауэровский спектр $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$ при T = 300 K. Два возможных разложения спектра в модели трех квадрупольных дублетов. Нормированные значения квадратичных функционалов 1,493 (*а*) и 1,507 (*б*).

квадрупольного расщепления и изомерного сдвига третьего дублета, но с практически одинаковыми величинами минимумов функционалов. Возникла необходимлость определить, какой из вариантов реализуется в действительности. Интерпретация спектров ВТСП осложняется также необходимостью описывать линии одного дублета функциями Лоренца с разной шириной. Это связано с нестехиометрическим распределением кислородных вакансий и наличием корреляции между параметрами изомерного сдвига и квадрупольного расщепления при изменении локального распределения электронной плотности [3]. Следовательно, при исследовании угловых зависимостей необходимо анализировать соотношение площадей линий, а не интенсивностей.

Для экспериментов с угловыми зависимостями отношений интенсивностей компонентов квадрупольных дублетов исходный образец (таблетка) измельчался в порошок с размером зерен порядка 10 мкм, что позволило уменьшить влияние двойникования кристаллитов. Порошок текстурировался в поле постоянного магнита (H = 6,0 кЭ). Наполнителем служила смесь парафина и канифоли. Плоскость образца располагалась горизонтально, а магнитное поле поворачивалось на заданный угол относительно нормали к поверхности образца, параллельной направлению γ-квантов в мессбауэровском эксперименте. Смесь выдерживалась в магните 1 ч при 80 °С. После остывания образец монтировался на спектрометре. Эффективная толщина по ^{57}Fe составляла 0,15 мг/см^2. Угловые зависимости измерялись при комнатной температуре. Использовался мессбауэровский спектрометр постоянных ускорений с калибровочной шириной линии по нитропруссиду натрия 0,23 мм/с. Наилучшее описание экспериментальных зависимостей функцией (1) достигалось с помощью метода наименьших квадратов. Заметим, что наличие в кристалле нескольких позиций с разными угловыми зависимостями позволяет в процессе совместной минимизации также независимо определять степень текстуры.

Для однозначного выбора модели описания спектров, помимо анализа угловых и температурных зависимостей, были проведены измерения концентрационных зависимостей (содержание железа относительно меди 0,5–20 %). Методом направленной термодиффузии был изготовлен образец с экспоненциальным распределением допирующей примеси по толщине. В результате был получен набор образцов, параметры спектров которых должны трансформироваться монотонно. Выяснилось, что первый вариант (рис. 1,*а*) позволяет непротиворечиво описать концентрационные и угловые зависимости. При использовании второго варианта (рис. 1,*б*) наблюдаются скачки параметров квадрупольных дублетов при изменении концентрации. Кроме того, использование второго варианта для описания спектров при температурах ниже 150 K сопровождается неустойчивостью решений относительно малых вариаций параметров. Поэтому мы остановились на первом варианте описания спектров тремя дублетами, параметры которых представлены в таблице, они соответствуют x = 0,02 и δ = 0,95. Изомерный сдвиг (IS) приведен относительно металлического железа; QS — квадрупольное расщепление; S_D — относительная площадь дублета. Угловые зависимости отношения площадей правой линии дублета к левой (s_1/s_6 , s_2/s_5 , s_3/s_4) для этого варианта изображены на рис. 2, степень текстуры ξ = 0,58, средние значения ширин линий дублетов $D1$, $D2$, $D3$ равны 0,26; 0,46, 0,37 мм/с соответственно.

Определенные экспериментально значения параметров сравнивались с расчетными значениями для различных вариантов кислородного окружения [7,8]. В первую очередь учитывался знак и направление V_{ZZ}-компоненты тензора градиента электрического поля и значение параметра асимметрии. Величина же квадрупольного расщепления анализировалась в последнюю очередь, поскольку вклад свободных электронов в величину градиента может существенно различаться для конкретных локальных кислородных окружений и на данном этапе не поддается точному расчету

Таблица

Параметры мессбауэровских спектров образцов $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$ при комнатной температуре

Дублет	IS, мм/с	QS, мм/с	S_d, %	η	Знак V_{zz}	Направление ГЭП
$D1$	0,038(1)	1,980(1)	41,6(2)	0,24(9)	$V_{ZZ} < 0$	c ‖ Z
$D2$	0,006(1)	1,224(3)	43,7(2)	0,14(3)	$V_{ZZ} > 0$	c ‖ Y
$D3$	0,243(3)	0,457(6)	14,7(2)	0,6(2)	$V_{ZZ} > 0$	c ‖ X

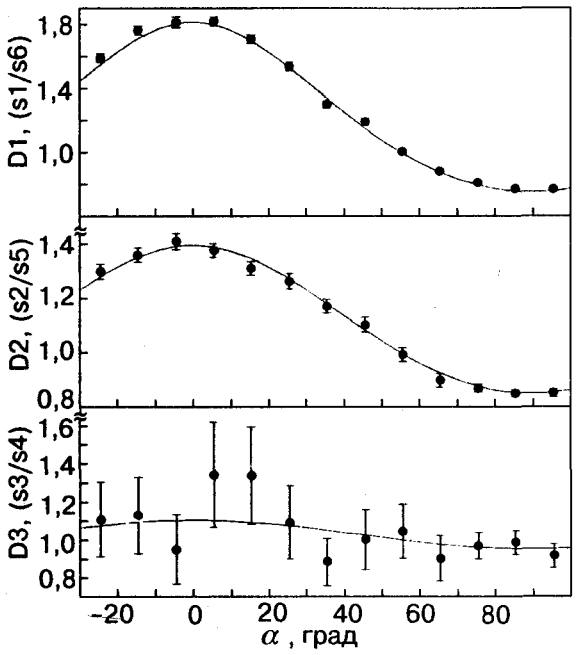

Рис. 2. Зависимости отношения площадей линий квадрупольных дублетов от угла между осью текстуры и направлением γ-квантов, T = 300 K.

[7,8]. Предполагается, что электроны не меняют симметрию кристаллического поля, рассчитанного в модели точечных зарядов. В результате мы пришли к выводу, что при x = 0,02 практически все ядра железа находятся в позициях Cu1. Позиции Cu2 соответствует, по-видимому, четвертый дублет (IS = 0,194 мм/с и QS = 1,513 мм/с), который имеет относительную площадь не более 1% , что позволяет им пренебречь. При увеличении концентрации железа вклад этого дублета возрастает. При x = 0,1, по нашим оценкам, его относительная площадь порядка 8% , что видно на рис. 3.

Дублет $D1$ идентифицирован нами как ^{57}Fe в позиции Cu1 с одним атомом кислорода O4 и одним O5 — граница «двойников» [7]. Дублет $D2$ —

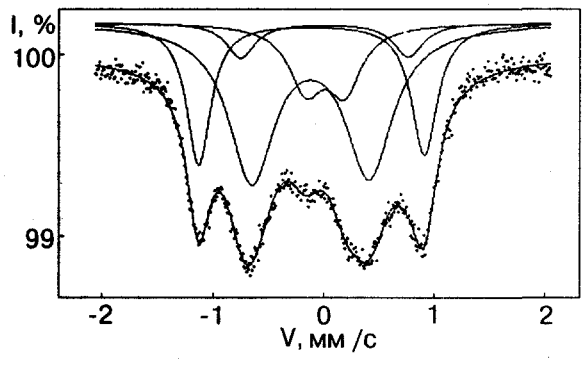

Рис. 3. Мессбауэровский спектр $YBa_2(Cu_{0,9}{}^{57}Fe_{0,1})_3O_{6,95}$. Разложение спектра в модели четырех квадрупольных дублетов, T = 300 K.

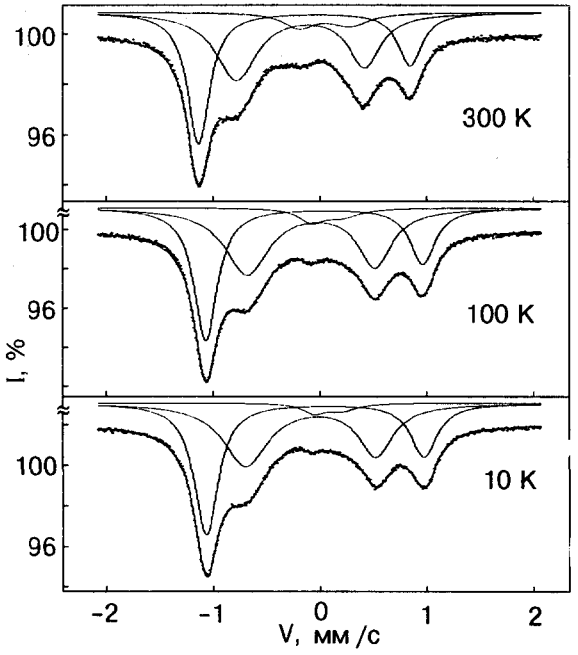

Рис. 4. Мессбауэровские спектры $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$ при различных температурах.

как ^{57}Fe в позиции Cu1 с тремя атомами кислорода в плоскости (ab) (цепочечная позиция с «лишним» кислородом). Дублет $D3$ соответствует позиции Cu1, имеющей два кислорода O4 и два кислорода O5 в плоскости (ab) (два «лишних» кислорода). Заметим, что дублет $D2$ описывается линиями наибольшей ширины (0,46 мм/с), что, по-видимому, связано с суперпозицией спектров от двух положений, отличающихся поворотом на 90° относительно оси c или переходом кислорода из позиции O4 в вакансию O5. Согласно [7], эти пятикратно координированные позиции отличаются направлениями градиента поля (вдоль осей a и b соответственно) и величинами параметров асимметрии. Попытки описать позицию $D2$ двумя дублетами не дают положительного результата даже при существенном увеличении статистической точности измерений и при понижении температуры. При 10–300 K второй дублет хорошо описывается гладкими лоренцевскими функциями (рис. 4) или сверткой функций Гаусса и Лоренца. В указанном интервале температур существенных изменений ширин линий не наблюдается при обоих способах задания аппроксимирующей функции. С другой стороны, средняя ширина линий первого дублета (0,26 мм/с) незначительно превышает естественную. Следовательно, затруднительно приписать уширение линий второго дублета только механизму статистического разброса локальных полей. Остается допустить, что в этом интервале температур кислородные атомы перемещаются между позиция-

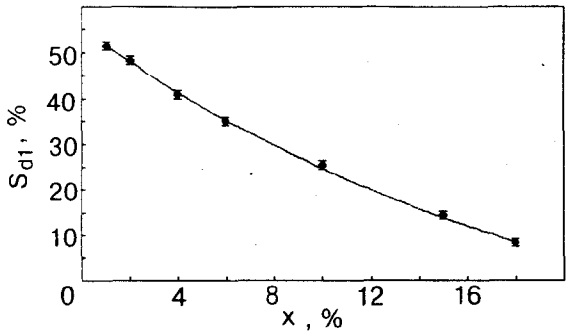

Рис. 5. Зависимость относительной площади первого дублета от концентрации железа.

ми O5 и O4, что приводит к усреднению градиента поля на ядрах железа и уширению линий. Эти перемещения имеют случайный характер, а не колебательный с определенной характерной частотой.

При изменении концентрации железа наблюдается перераспределение относительных площадей дублетов. При малых концентрациях с наибольшей вероятностью заселяются позиции, соответствующие границам двойников, дублет $D1$. Поскольку этих позиций существенно меньше, чем позиций в цепочках, по мере увеличения содержания железа возрастают относительные площади второго и третьего дублетов. На рис. 5 показана концентрационная зависимость относительной площади первого дублета, которую удобно использовать при тестировании образцов.

Температурные аномалии вероятности эффекта Мессбауэра

Образец для измерений температурных зависимостей приготавливался смешиванием измельченного порошка $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$ с эпоксидной смолой. Смесь помещалась в магнитное поле $H = 8{,}5$ кЭ, перпендикулярное поверхности образца, и выдерживалась до полной полимеризации смолы. Степень текстуры этого образца, определенная с помощью метода рентгеновской дифракции, составляла 0,85. Температурные измерения проводились в проточном криостате с системой термостабилизации (± 0,1 K). Для повышения точности измерения абсолютных значений вероятности эффекта Мессбауэра применялась система стабилизации положения линии излучения в окне дискриминатора, которая управляла напряжением источника питания пропорционального счетчика. При обработке спектров фиксировалось отношение площадей линий в дублетах, согласно модели 1 (рис. 1), с учетом степени текстуры для данного образца. При этом предполагалось, что степень текстуры не

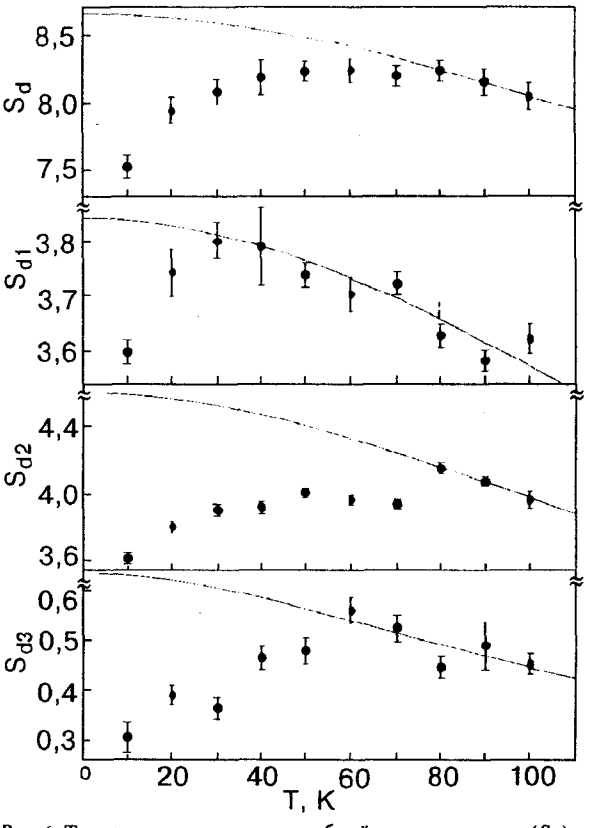

Рис. 6. Температурная зависимость общей площади спектра (S_d) и площадей трех квадрупольных дублетов (S_{d1}, S_{d2}, S_{d3}) в произвольных единицах. Сплошные линии — зависимости площадей от температуры в модели Дебая—Валлера.

меняется при варьировании температуры и симметрия локального градиента электрического поля сохраняется. Заметим, что значительные различия моделей обработки и литературных данных о параметрах спектров связаны с трудностью получения нетекстурированных образцов. Процедура прессования приводит к возникновению текстуры порядка 30%, что связано с анизотропией формы кристаллитов. Ось c при этом преимущественно ориентирована нормально к поверхности таблетки.

На рис. 6 приведены температурные зависимости суммарной площади спектра и площадей отдельных дублетов. Сплошные линии — функции Дебая—Валлера. Температура Дебая (360 K) для данной ориентации кристаллитов оценивалась нами ранее [1]. Заметим, что данное значение позволяет описывать температурный ход общей площади спектра выше 100 K. Для отдельных дублетов подгоночные значения температуры Дебая несколько отличаются, но наблюдаются одинаковые тенденции уменьшения площадей при понижении температуры. Заметные отклонения от теоретической кривой температурного хода вероятности с понижe-

нием температуры начинаются для $D1$ при 20 K, для $D3$ при 60 K и $D2$ при 80 K. Подобное аномальное явление наблюдается также в образцах системы 1–2–4 [9]. Уменьшение площади наблюдаемого спектра при температурах ниже 30 K авторы [9] связывают с появлением мягкой моды в колебательном спектре кристалла. Действительно, перенормировка фононного спектра, происходящая обычно в окрестности фазового перехода, приводит к увеличению среднеквадратичной амплитуды колебаний атомов и соответственно к уменьшению вероятности эффекта Мессбауэра. Впервые, по-видимому, этот эффект был обнаружен в узкой области температур вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода [3]. Однако при дальнейшем понижении температуры вероятность опять соответствует поведению функции Дебая—Валлера. В сверхпроводниках же мы наблюдаем убывание площадей со все возрастающей производной. Температурные зависимости площадей отдельных дублетов также описываются существенно отличающимися функциями (рис. 6), хотя все три дублета принадлежат одной кристаллографической позиции. Следовательно, описать эти аномалии в терминах возникновения мягкой моды весьма затруднительно. Противоречия исчезают, если допустить, что ниже температуры сверхпроводящего перехода возникает новая фаза, от ядер которой спектр не наблюдается в связи с чрезвычайным уширением спектральных линий.

Мы полагаем, что наблюдаемое уменьшение площадей квадрупольных дублетов связано с переходом части атомных магнитных моментов в цепочечных позициях в состояние с замороженным направлением спинов. Это сопровождается возникновением сверхтонкого магнитного поля на ядрах и соответственно расщеплением дублетного спектра на шесть компонентов. При концентрации железа порядка 10% и температурах ниже 15 K, согласно [6], наблюдаются магнитные компоненты в насыщенных по кислороду образцах. Учитывая большие ширины резонансных линий, авторы работы [6] полагают, что реализуется магнитное упорядочение типа спинового стекла. Поскольку практически все ядра железа находятся в позициях Cu1, получается, что в цепочках имеется порядка 30% ядер железа и велика вероятность образования магнитных кластеров на базе железа. При малых концентрациях железа (1–2%) магнитная структура непосредственно не наблюдается, хотя заметное уменьшение площадей дублетов (рис. 6) начинается при температурах ниже 80 K. Для дублета $D2$ уменьшение площади явно коррелирует с переходом образца в сверхпроводящее состояние. По нашим оценкам (рис. 6), при 10 K порядка 12% ядер находится в состоянии со сверхтонким магнитным расщеплением. По данным работы [9], площадь спектра уменьшается вдвое, но появление новых линий не зарегистрировано. Следовательно, должна существовать причина значительного уширения линий магнитной структуры.

Мы полагаем, что реализуется механизм автолокализации свободных электронов в цепочечных позициях, предложенный в работе [10]. Локализация электрона сопровождается антиферромагнитным упорядочением пары атомных моментов, что приводит к понижению энергии системы. При этом возрастает концентрация дырок в зоне проводимости и создаются условия для возникновения сверхпроводящего состояния. Поскольку автолокализованный электрон совершает «струнные» колебания относительно избранного узла и медленно мигрирует по кристаллу [10], мгновенные значения сверхтонких полей на ядрах будут осциллировать в неком интервале значений, что и приведет к уширению спектральных линий магнитной фазы. Помимо этого, локализация электрона приводит к скачкообразному возникновению сверхтонкого поля на ядре, в отличие от обычного магнитного фазового перехода II рода, когда поле на ядрах монотонно возрастает от нулевого значения. По этой причине площади линий исходной парамагнитной фазы уменьшаются, а их ширина не изменяется в окрестности сверхпроводящего перехода. Время жизни ядра железа в возбужденном состоянии порядка 10^{-7} с, что определяет нижнюю границу времени регистрации замороженного состояния атомного спина. Следовательно, для описания различных температурных зависимостей площадей дублетов $D1$ и $D2$ нет необходимости вводить дополнительные фазовые переходы. Достаточно принять, что время жизни автолокализованного электрона в интервале температур 40–80 K на границах двойников меньше времени жизни возбужденного состояния ядра, а в цепочках — больше. Подобное заключение вполне оправданно, поскольку вероятность захвата электрона цепочечными атомами должна быть выше, чем для границы двойника, что связано с бóльшим числом ближайших соседей, подходящих для образования «афмона» [10]. Потенциальные барьеры, удерживающие автолокализованный электрон, у цепочечных позиций также должны быть больше в связи с большей локальной концентрацией кислородных атомов.

Таким образом, рассмотренная в работе [10] модель автолокализации носителя в области с разрушенным порядком (спиновая жидкость) в одномерной цепочке может объяснить наблюдаемое уменьшение

площадей линий мессбауэровского спектра. На данном этапе трудно сказать, какой из механизмов атолокализации реализуется — ферронный или афмонный, поскольку отсутствуют данные о поляризации атомных спинов. Не исключено, что даже при комнатных температурах механизм, приводящий к текстурированию кристаллитов в магнитном поле, также обязан своим происхождением автолокализации носителей на атомах цепочек. В этом случае уширение линий второго дублета можно связать с наличием на ядре небольшого сверхтонкого поля порядка нескольких килоэрстед.

Заключение

Выбрана модель анализа мессбауэровских спектров, позволяющая адекватно описать температурные, концентрационные и угловые зависимости в образцах $YBa_2(Cu_{0,98}{}^{57}Fe_{0,02})_3O_{6,95}$. На основании рассмотрения угловых зависимостей отношений интенсивностей линий квадрупольных дублетов определены знаки, направления и параметры асимметрии тензора градиента электрического поля для трех позиций примесного железа и проведена их идентификация.

Обнаружено аномальное уменьшение площадей квадрупольных дублетов ниже температуры сверхпроводящего перехода, что обусловлено, по нашему мнению, возникновением новой фазы с локальным магнитным упорядочением. Появление данной фазы согласуется с моделью автолокализации электронов проводимости в одномерных цепочках [10].

Работа частично финансировалась Государственным комитетом Украины по вопросам науки, технологии и промышленной политики (грант «Квадруполь») и Международным научным фондом Дж. Сороса (грант N K6J100).

1. В. В. Еременко, Н. Э. Канер, Д. В. Лукашев, К. М. Мациевский, В. Л. Пономарчук, А. И. Эренбург, В. А. Финкель, *ФНТ* **17**, 1346 (1991).
2. D. E. Farrell, B. S. Chandrasekhar, M. R. DeGuire, M. M. Fang, V. G. Kogan, J. R. Clem, and D. K. Finnemore, *Phys. Rev.* **B36**, 4025 (1987).
3. В. С. Шпинель, *Резонанс гамма-лучей в кристаллах*, Наука, Москва (1965).
4. S. Nagy, E. Szilagyi, Y. Wei, and A. Nath, *Struct. Chem.* **1**, 297 (1990).
5. S. Nasu, H. Kitagawa, M. Yoshida, Y. Oda, K. Ueda, T. Konara, T. Shinjo, K. Asayama, and F. E. Fujita, *Hyperfine Interactions* **55**, 1355 (1990).
6. И. С. Любутин, Т. В. Дмитриева, В. Г. Терзиев, *ЖЭТФ* **102**, 1615 (1992).
7. И. С. Любутин, В. Г. Терзиев, В. П. Горьков, *ЖЭТФ* **95**, 1908 (1989).
8. В. В. Бабенко, В. Г. Бутько, А. А. Гусев, И. М. Резник, *СФХТ* **3**, N1, 20 (1990).
9. Y. Wu, S. Pradhan, and P. Boolchand, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3184 (1991).
10. Э. Л. Нагаев, *ЖЭТФ* **103**, 252 (1993).

Low temperature anomalies of recoiled free fraction in $YBa_2(Cu_{1-x}{}^{57}Fe_x)_3O_{6+\delta}$

V. V. Eremenko, D. V. Lukashev, K. M. Matsievskii, and V. L. Ponomarchuk

The parameters of the electric field gradient at the doping iron nuclei in the high-T_0 $YBa_2(Cu_{0.98}{}^{57}Fe_{0.02})_3O_{6.95}$ samples are defined. The site positions of the doping nuclei are identified. An anomalous decrease in quadrupole doublet areas in the Mossbauer spectra are found below the superconductivity transition temperature, which is attributed to the development of the new phase with local magnetic ordering. We assume that the new phase is due to self-trapping of the conducting electrons in one-dimensional chains.