

NaCl, LiF должен иметь место плавный механизм процесса микроиндентирования, а на MgO — импульсный. Если это реализуется в действительности, то релаксация напряжений в области индентирования, связанная с рассасыванием скоплений, может происходить не только в процессе нагружения, но и при разгрузке. Снятие нагрузки может действовать как спусковой механизм. Тогда часть дислокационной розетки будет возникать при нагруженном инденторе, а ее достройка — в процессе разгрузки. Именно такая картина наблюдается для кристаллов MgO. При плавном же механизме в результате синхронного развития отпечатка и дислокационных структур вид розетки фактически реализуется в процессе нагружения. Поэтому на кристаллах NaCl и LiF не наблюдается сколько-нибудь существенного изменения дислокационной структуры после поднятия индентора.

Итак, результаты, полученные в настоящей работе, подтверждают высказанное ранее предположение о наличии плавного и импульсного механизмов процесса микровдавливания, а также о наличии связанной с импульсным механизмом псевдоподвижности дислокаций.

Список литературы

- [1] Боярская Ю. С., Грабко Д. З., Пишкова Д. С., Шутова С. С. // Сб. «Деформирование кристаллов при действии сосредоточенной нагрузки». Кишинев: Штиинца, 1978. С. 68—86.
- [2] Предводителев А. А., Рожанский В. Н., Степанова В. М. // Кристаллография. 1962. Т. 7. № 3. С. 418—424.
- [3] Aerts E., Amelinckx S., Dekeyser W. // Acta Metal. 1959. V. 7. N 1. P. 29—42.
- [4] Boyarskaya Yu. S., Grabko D. Z., Zhitaru R. P. // Physics and chemistry of Solids. Wroclaw, 1986. P. 22—35.
- [5] Боярская Ю. С., Грабко Д. З., Кац М. С. Физика процессов микроиндентирования. Кишинев: Штиинца, 1986. 294 с.
- [6] Боярская Ю. С., Грабко Д. З., Житару Р. П. // Препринт ИПФ. Кишинев, 1986. 27с.

Институт прикладной физики
АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
9 марта 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

ПАРАМЕТРЫ ТЕНЗОРА КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЭП В УЗЛАХ МЕДИ РЕШЕТОК $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

В. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов, Ч. С. Саидов,
П. П. Серегин, О. К. Щербатюк

Эмиссионная мессбауэровская спектроскопия на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn) является эффективным методом определения параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП) в узлах меди решеток высокотемпературных сверхпроводников [1]. Введение изотопа ^{67}Cu осуществляется в процессе синтеза керамики. Однако существуют ограничения ее более широкого применения, связанные в основном с относительно малым временем жизни материнского изотопа ^{67}Cu ($T_{1/2} = 60$ ч) и, как следствие, с невозможностью проведения длительных синтезов. Эти трудности могут быть устранены, если вводить изотоп ^{67}Cu в керамику в процессе диффузионного легирования. Действительно, согласно [2], коэффициент диффузии меди в керамику $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ составляет 10^{-8} см \cdot с $^{-1}$ при 800 °С, и это означает, что насыщение образца толщиной 100 мкм осуществляется за 1

Параметры эмиссионных мессбауэровских спектров ^{67}Cu (^{67}Zn) образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и расчетные параметры ГЭП в узлах двух- и трехкоординированной меди Cu (1) (модель $\gamma^3 + \text{Ba}_2^+ \text{Cu}_3^+ \text{O}_{7-x}$)

Состав	Состояние	Эксперимент e^2qQ , МГц; η		Расчет e_q , $e/\text{Å}^3$; η	
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	Cu (1), 5-коорд.	20.0	0.95		
	Cu (2), 4-коорд.	12.1	≤ 0.2		
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$	Cu (1), 2-коорд.	-23.5	≤ 0.2	1.25	0.00
	Cu (1), 3-коорд.	-19.3	0.80	0.979	0.84
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$	Cu (1), 2-коорд.	-23.5	≤ 0.2		
Погрешность		± 0.5	± 0.05		
Примечание.	e_q — главная	компонента	тензора	ГЭП	на ядрах ^{67}Zn ,
eQ —	квадрупольный момент ядра ^{67}Zn , η — параметр асимметрии.				

ч. Однако, естественно, остается открытым вопрос о месте локализации атомов меди, введенных в керамику в процессе диффузионного отжига. Именно поэтому нам казалось целесообразным провести исследование состояния атомов ^{67}Cu (^{67}Zn), введенных в керамику $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ диффузионным легированием, и сравнить полученные результаты с данными работы [1].

Препарат $^{67}\text{CuCl}_2$ наносился на поверхность образца спеченной керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_c \sim 91$ К), и отжиг осуществлялся в режиме нагрева $15^\circ\text{C}/\text{мин}$ до 800°C в атмосфере кислорода, на воздухе или при откачке (10^{-3} мм рт. ст.). Контроль состава осуществлялся методом термогравиметрического анализа, так что конечный материал был либо $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (отжиг в кислороде), либо $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ (отжиг на воздухе), либо $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (отжиг при откачке). После проведения отжига с поверхности образца удалялся слой толщиной 40 мкм, для которого характерно недиффузионное распределение примеси, и появление этого слоя связано с пористостью ($\sim 25\%$) используемых образцов [2].

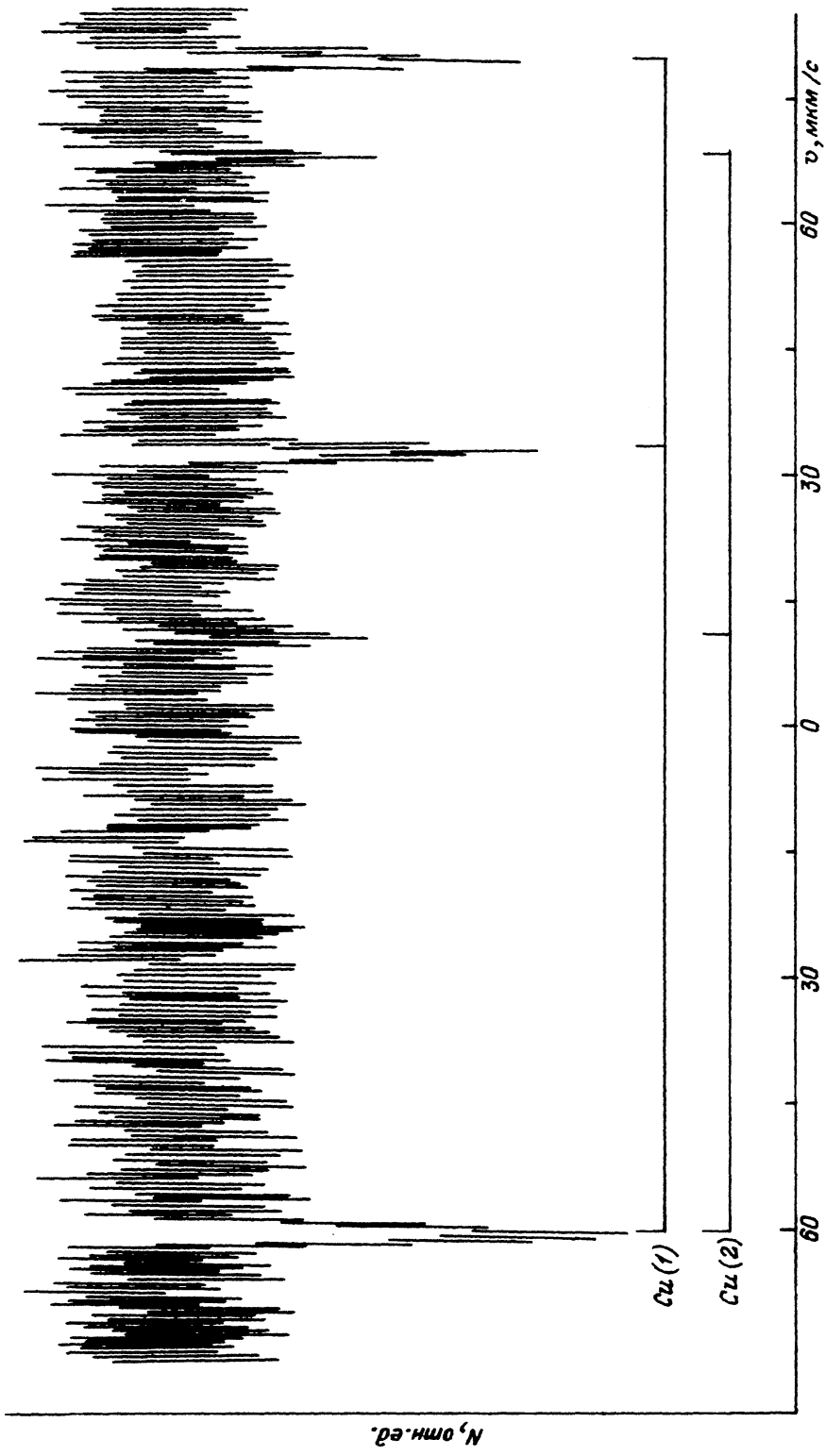
Мессбауэровские спектры ^{67}Cu (^{67}Zn) снимались при 4.2 К с поглотителем ^{67}ZnS . Типичный спектр приведен на рисунке, а результаты обработки сведены в таблицу.

Спектры $\text{YBa}_2^{67}\text{Cu}_3\text{O}_7$ представляют собой наложение двух квадрупольных триплетов, один из которых (меньшей интенсивности) относится к центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах четырехкоординированного $\text{Cu}(1)$, а другой (большей интенсивности) — к центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах пятикоординированного $\text{Cu}(2)$. Эта интерпретация основывается на совпадении (в пределах погрешности измерений) параметров спектров образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, полученных методом керамической технологии [1] и методом диффузионного легирования.

Спектр $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ представляет собой квадрупольный триплет, отвечающий центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах двухкоординированного $\text{Cu}(1)$; спектр, отвечающий центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах пятикоординированного $\text{Cu}(2)$, магнитно расщеплен и не проявляется в экспериментальном спектре. Параметры спектра последнего образца также совпадают с параметрами спектра образца $\text{YBa}_2^{67}\text{Cu}_3\text{O}_6$, полученного методом керамической технологии [1].

Спектр $\text{YBa}_2^{67}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ состоит из двух квадрупольных триплетов (см. рисунок), хотя, как и для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, мы ожидали получить спектр в виде квадрупольного триплета, отвечающего центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах двухкоординированного $\text{Cu}(1)$.

По-видимому, по аналогии с авторами [3] триплет меньшей интенсивности следует отнести $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах трехкоординированного $\text{Cu}(1)$. По методике, описанной в [1], мы провели расчет параметров тензора ГЭП в узлах двух- и трехкоординированной меди $\text{Cu}(1)$ в решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (предполагалось, что



в ближайшем окружении центра трехкоординированного $\text{Cu}(1)$ находится кислородная вакансия). Результаты расчета приведены в таблице. Видно, что экспериментальное отношение величин e^2Qq для ^{67}Zn в узлах двух- и трехкоординированной $\text{Cu}(1)$ (1.22 ± 0.06) находится в удовлетворительном согласии с отношением расчетных величин главных компонент тензоров ГЭП eq для этих узлов (1.28) при совпадении экспериментальных и расчетных параметров асимметрии η (здесь eq — главная компонента тензора ГЭП на ядрах ^{67}Zn , eQ — квадрупольный момент ядра ^{67}Zn), если использовать структурную формулу соединения в виде $\text{Y}^{3+}\text{Ba}_2^{2+}\text{Cu}_3^{2+}\text{O}_{7-x}^-$.

Таким образом, атомы ^{67}Cu после диффузионного отжига оказываются в нормальных узлах меди решетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, а диффузионное легирование может служить эффективным методом получения образцов ВТСП для мессбауэровского исследования на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn).

Список литературы

- [1] Насрединов Ф. С., Мастеров В. Ф., Серегин П. П., Серегин Н. П. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 1027.
- [2] Гаффаров С. Ф., Джафаров Т. Д., Куликов Г. С., Малкович Р. Ш., Скорятин Е. А., Усачева В. П. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 1024.
- [3] Yasuoka H., Shimizu T., Imai T., Sasaki S., Ueda Y., Kosuge K. // Hyperfine Interact. 1989. V. 49. P. 167.

Санкт-Петербургский
Государственный университет

Поступило в Редакцию
10 марта 1992 г.

УДК 534.2, 537.529

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

О ФОКУСИРОВКЕ ФОНОНОВ И ОРИЕНТАЦИИ НЕПОЛНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

В. В. Зубрицкий

Импульсом к изучению проблемы неполного электрического пробоя кристаллов явилась предложенная в [1] модель, согласно которой треки разрядов развиваются в направлениях фокусировки акустических фононов [2].

Проверка этой теории для нецентросимметричных кристаллов выполнялась в [3]. Проведенный анализ все же нельзя считать достаточным по следующим причинам. Фокусировка связана с концентрированием потока энергии фононов, и ее направления задаются в пространстве векторов групповых скоростей. Используемые в [3] для сравнения с экспериментом результаты по баллистическому транспорту фононов в ниобате лития взяты из [4], однако указанные при этом в качестве направлений фокусировки шесть значений углов 0 и 180°, 37, 66 и 115, 143° являются направлениями на конические точки C_i (Θ_k , φ_k , f) поверхностей медленностей и имеют смысл в пространстве волновых векторов (см. результаты вычислений и рис. 13 в [4]). В сечении плоскостью уз поверхности медленности FTA моды в [4] отмечены две (четыре) особые точки S_i , в области которых кривизна поверхности стремится к нулю — признак наличия сильной фокусировки у FTA фононов.

Для проведения сравнительного анализа модели [1] с экспериментальными данными по стримерам направления фокусировки акустических продольных (LA), быстрых (FTA) и медленных (STA) поперечных фононов в плоскостях yz , xz