

©1993

КОМБИНИРОВАННОЕ МАГНИТНОЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ КВАДРУПОЛЬНОЕ СВЕРХТОНКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В УЗЛАХ МЕДИ РЕШЕТОК ВТСП, ИЗУЧЕННОЕ МЕТОДОМ ЭМИССИОННОЙ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА ИЗОТОПЕ ^{61}Cu (^{61}Ni)

Ф.С.Насреддинов, П.П.Серегин, В.Ф.Мастеров, Ч.С.Саидов

Измерены эмиссионные мессбауэровские спектры ^{61}Cu (^{61}Ni) для простых оксидов MgO , NiO , Cu_2O , CuO и сверхпроводящих металлооксидов меди $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Установлена связь между константой квадрупольного взаимодействия ядра ^{61}Ni и тензором кристаллического градиента электрического поля в узлах меди, определен вклад валентных электронов иона Ni^{2+} в константу квадрупольного взаимодействия. Показана возможность определения величины магнитных полей в подрешетках меди в ВТСП и родственных материалах.

Мессбауэровская спектроскопия широко используется для изучения сверхтонких взаимодействий в решетках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на основе оксидов меди. Особое значение такие исследования имеют, если мессбауэровский зонд находится в узлах меди. Именно это обстоятельство побудило нас предложить и реализовать для исследования ВТСП эмиссионный вариант мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn) [1,2]: мессбауэровский зонд $^{67}\text{Zn}^{2+}$, образующийся после распада материнского изотопа ^{67}Cu , оказывается локализованным в медных узлах решетки, а ядерные и атомные параметры зонда таковы, что позволяют определять тензор градиента электрического поля (ГЭП) в узлах меди, создаваемый ионами кристаллической решетки.

Однако при использовании спектроскопии на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn) нам не удалось получить информацию о магнитных полях в узлах меди для магнитоупорядоченных структур ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, La_2CuO_4), что объясняется проблемами чисто экспериментального плана (необходима регистрация мессбауэровского спектра ^{67}Cu (^{67}Zn) в широкой области доплеровских скоростей). Поэтому мы сочли необходимым для исследования магнитных взаимодействий в узлах меди решеток ВТСП предложить и реализовать эмиссионный вариант спектроскопии на изотопе ^{61}Cu (^{61}Ni). В этом случае мессбауэровский зонд $^{61}\text{Ni}^{2+}$, образующийся после распада ^{61}Cu , также локализован в медных узлах. Однако ядерные и атомные параметры зонда наиболее удобны для определения параметров комбинированного магнитного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия в узлах меди.

В качестве объектов исследования были выбраны типичные высокотемпературные сверхпроводники систем $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, а также оксиды меди (Cu_2O , CuO), магния (MgO) и никеля (NiO). Предварительные результаты опубликованы в [3].

1. Методика

Образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($x = 0$ и 1) и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0$ и 0.15) готовились методом спекания соответствующих оксидов. Однофазность образцов контролировалась рентгеноструктурным анализом. Оксиды меди, никеля и магния получали разложением соответствующих нитратов на воздухе. Изотоп ^{61}Cu получали по реакции $^{61}\text{Ni}(p, n)^{61}\text{Cu}$ с последующим хроматографическим выделением безносительного препарата $^{61}\text{CuCl}_2$. Введение изотопа ^{61}Cu в образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ осуществлялось диффузионным легированием (согласно [4], этот метод гарантирует вхождение радиоактивной меди в нормальные медные узлы решетки). Легирование радиоактивной медью оксидов меди, никеля и магния проводилось в процессе термического разложения нитратов. Активность препарата ^{61}Cu не позволяла получить мессбауэровский спектр от одного образца, и, как правило, для регистрации экспериментального спектра использовалось от 4 до 6 образцов.

Эмиссионные мессбауэровские спектры $^{61}\text{Cu}(^{61}\text{Ni})$ снимались на промышленном спектрометре ЯГРС-4м в сочетании с анализатором импульсов АИ-1024. Стандартным поглотителем служил сплав $\text{Ni}_{0.86}\text{V}_{0.14}$ (поверхностная плотность 1500 мг/см^2). Из-за малого периода полураспада ^{61}Cu все спектры снимались при 80 К . Приводимые значения констант квадрупольного взаимодействия относятся к основному состоянию ^{61}Ni .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Согласно литературным данным [5], для мессбауэровских спектров ^{61}Ni маловероятно появление изомерного сдвига и в экспериментальном спектре следует ожидать лишь проявления эффектов квадрупольного и зеемановского взаимодействия ядер ^{61}Ni с локальными полями. Для чисто квадрупольного взаимодействия основной уровень ядра ^{61}Ni расщепляется на два подуровня (спин $I_0 = 3/2$, квадрупольный момент $Q_0 = 0.162 \text{ барн}$, магнитный момент $\mu_0 = -0.1051 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ [6]), а возбужденный — на три подуровня ($I_{\text{в}} = 5/2$, $Q_{\text{в}} = -0.2 \text{ барн}$, $\mu_{\text{в}} = 0.0670 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ [6]), так что мессбауэровский спектр представляет собой наложение пяти линий с отношением интенсивностей $10 : 4 : 1 : 6 : 9$ (эти линии пронумерованы на рис. 1). Для чисто зеемановского взаимодействия мессбауэровский спектр симметрично расщепляется на 12 линий с отношением интенсивностей $10 : 4 : 1 : 6 : 6 : 3 : 3 : 6 : 6 : 1 : 4 : 10$ (эти линии также пронумерованы на рис. 1).

В случае комбинированного магнитного и электрического взаимодействия собственные значения гамильтониана для аксиально-симметричного тензора $\Gamma\Pi$ ($e^2Qq \ll \mu H$) могут быть найдены из соотношения

$$E_m^I = \frac{1}{I} m \mu H + \frac{e^2 Q q}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)] \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2}, \quad (1)$$

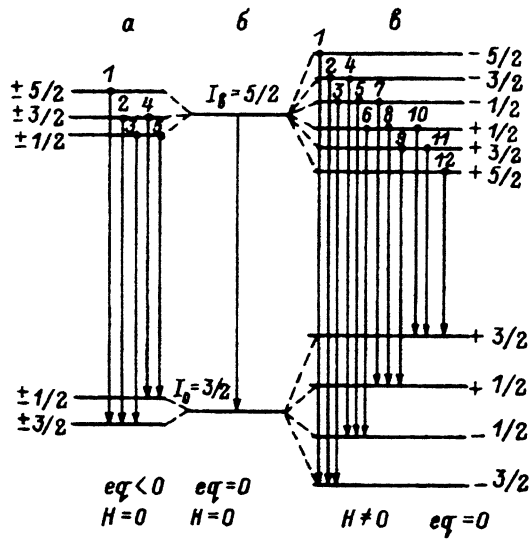


Рис. 1. Схемы расщепления ядерных уровней ^{61}Ni .
 $e_q < 0, H = 0$ (а), $e_q = 0, H = 0$ (б),
 $e_q = 0, H \neq 0$ (в).

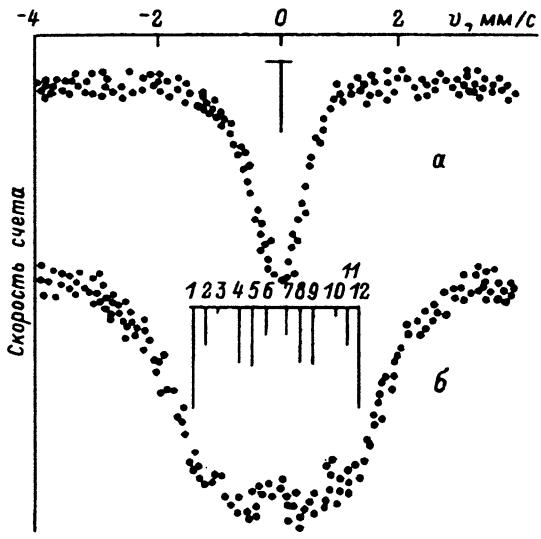


Рис. 2. Эмиссионные мессбауэровские спектры $\text{MgO}:\text{}^{61}\text{Cu}$ (а) и $\text{NiO}:\text{}^{61}\text{Cu}$ (б).
 Для спектра б показано положение компонент зеемановского мультиплетта (высота штрихов пропорциональна интенсивности компоненты).

где H — магнитное поле на ядре ^{61}Ni , e_q — главная компонента тензора ГЭП на ядре ^{61}Ni , θ — угол между главной осью тензора ГЭП и направлением магнитного поля, m — магнитное квантовое число.

В качестве примера на рис. 2 приведены эмиссионные мессбауэровские спектры ^{61}Cu (^{61}Ni) в решетках MgO и NiO , которые имеют структуру типа NaCl и для которых должны отсутствовать эффекты квадрупольного взаимодействия. Спектр примесных атомов ^{61}Cu (^{61}Ni) в MgO представляет собой одиночную линию с шириной на полувысоте $\Gamma = 1.00 \pm 0.02$ мм/с (рис. 2, а), которая лишь незначительно превышает удвоенную естественную ширину ядерного уровня ^{61}Ni ($2\Gamma_{\text{ест}} = 0.78$ мм/с), причем разница между Γ и $2\Gamma_{\text{ест}}$ объясняется уширением из-за конечной поверхностной

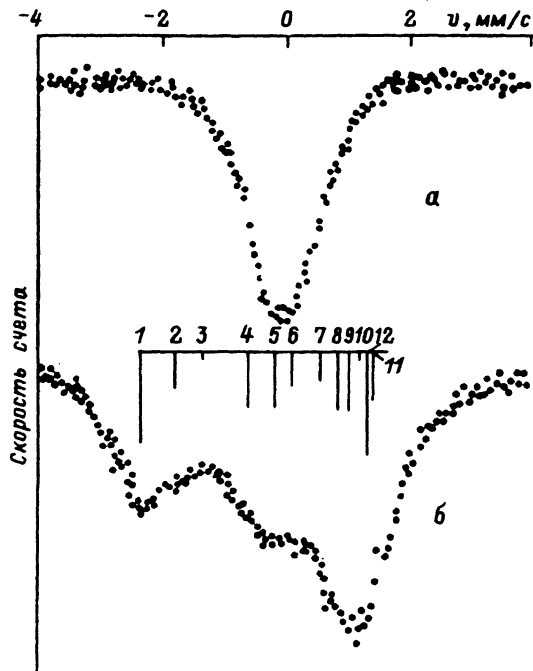


Рис. 3. Эмиссионные мессбауэровские спектры $^{61}\text{Cu}_2\text{O}$ (а) и ^{61}CuO (б). Для спектра б показано положение компонент зеемановского мультиплета.

плотности поглотителя. В дальнейшем при обработке экспериментальных мессбауэровских спектров предполагалось, что аппаратная ширина спектральной линии составляет 1.00 ± 0.02 мм/с.

Оксид никеля NiO является антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N = 523$ К [7]. В соответствии с этим мессбауэровский спектр $\text{NiO} \cdot ^{61}\text{Cu}$ демонстрирует типичную картину чисто зеемановского расщепления ядерных уровней ^{61}Ni (рис. 2, б), причём для магнитного поля на ядрах ^{61}Ni получено значение $H = 8.3 \pm 0.5$ Т, что близко к величине H для ядер ^{61}Ni в NiO , полученной авторами [5] методом поглотительной мессбауэровской спектроскопии (10.0 ± 0.2 Т при 4.2 К).

При использовании эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{61}Cu (^{61}Ni) при исследовании ВТСП представляют особый интерес мессбауэровские спектры простых оксидов меди Cu_2O и CuO . В обоих оксидах медь занимает единственную позицию, причём симметрия локального окружения меди ниже кубической и следует ожидать появления в спектрах $^{61}\text{Cu}_2\text{O}$ и ^{61}CuO эффектов квадрупольного взаимодействия. Однако, как видно из рис. 3, а, эмиссионный мессбауэровский спектр $^{61}\text{Cu}_2\text{O}$ представляет собой одиночную несколько уширенную линию. Мы смогли лишь оценить верхнюю границу постоянной квадрупольного взаимодействия для ядер ^{61}Ni : $|e^2Q_0q| \leq 30$ МГц (для ^{61}Ni 1 мм/с соответствует 54.4 МГц). Для модели решетки $\text{Cu}_2^+\text{O}^{2-}$ параметры диагонализированного тензора ГЭП, создаваемого в узлах меди ионами кристаллической решетки, $\epsilon q_{\text{кр}} = -1.092 \text{ е}/\text{Å}^3$; параметр асимметрии $\eta = 0.00$. Если использовать значение $Q_0 = 0.162$ барн и коэффициент Штернхеймера для ионов Ni^{2+} $\gamma(\text{Ni}^{2+}) = -7.92$ [8], то кристаллический ГЭП должен

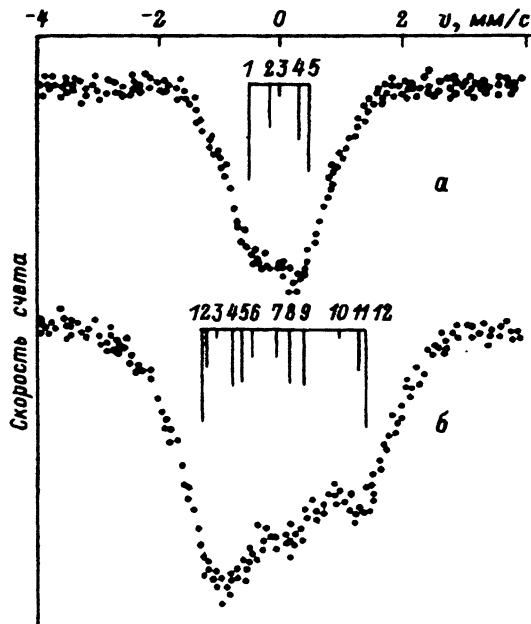


Рис. 4. Эмиссионные мессбауэровские спектры $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}{}^{61}\text{CuO}_4$ (а) и $\text{La}_2{}^{61}\text{CuO}_4$ (б). Показано положение компонент квадрупольного (а) и зеемановского (б) мультиплетов.

приводить к величине $(1 - \gamma)e^2Q_0Q_{\text{кр}} \approx -55$ МГц, что значительно превышает экспериментальное значение. Очевидно, это связано с тем, что для центров Ni^{2+} ГЭП на ядрах ${}^{61}\text{Ni}$ создается как ионами кристаллической решетки ($eq_{\text{кр}}$), так и валентными электронами атома-зонда ($eq_{\text{вал}}$)

$$q = (1 - \gamma)q_{\text{кр}} + (1 - R_0)q_{\text{вал}}, \quad (2)$$

где γ, R_0 — коэффициенты Штернхеймера для иона Ni^{2+} .

Если члены $(1 - \gamma)q_{\text{кр}}$ и $(1 - R_0)q_{\text{вал}}$ имеют противоположные знаки, то для центров никеля в узлах меди в решетке Cu_2O происходит компенсация вкладов от валентного и кристаллического ГЭП. Это не должно наблюдаться для CuO , для которого из экспериментального мессбауэровского спектра (рис. 3,б) имеем $e^2Q_0q = -(43 \pm 2)$ МГц, тогда как расчет по модели $\text{Cu}^{2+}\text{O}^{2-}$ дает $(1 - \gamma)e^2Q_0q_{\text{кр}} = +37$ МГц. Отсюда можно оценить вклад валентных электронов иона Ni^{2+} в суммарный ГЭП на ядрах ${}^{61}\text{Ni}$: $(1 - R_0)e^2Q_0q_{\text{вал}} = -80$ МГц. Спектр ${}^{61}\text{CuO}$ отражает комбинированное магнитное и электрическое квадрупольное взаимодействие ядра ${}^{61}\text{Ni}$ с локальными полями (рис. 3,б; $T_N = 230$ К). Тонкая структура спектра позволяет определить магнитное поле на ядрах никеля $H = 11.0 \pm 0.5$ Т, а величина e^2Q_0q вычислена для $\theta = 0^\circ$ (согласно [9], $\theta \leq 10^\circ$).

В решетке твердых растворов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ атомы меди, так же как в CuO и Cu_2O , занимают единственное положение с симметрией локального окружения ниже кубической, а при $x \leq 0.08$ медная подрешетка антиферромагнитно упорядочена ($T_N = 250$ К при $x = 0$ [9]). Как видно из рис. 4,а, спектр сверхпроводящей керамики $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}{}^{61}\text{CuO}_4$ представляет собой плохо разрешенный квадрупольный мультиплет ($e^2Q_0q = -(50 \pm 2)$ МГц, $\eta \approx 0$), тогда как спектр образца $\text{La}_2{}^{61}\text{CuO}_4$ (рис. 4,б) описывается комбинированным магнитным и электрическим

Параметры мессбауэровских спектров ^{61}Cu (^{61}Ni) и ^{67}Cu (^{67}Zn) и рассчитанные величины eQq для узлов меди

Соединение	^{61}Ni		^{67}Zn e^2Qq , МГц	eQq , $e/\text{Å}^3$
	e^2Q_0q , МГц	H , Т		
MgO	0	0	—	0
NiO	0	8.3 ± 0.5	—	0
Cu_2O	≤ 30	0	-22.0 ± 0.3	-1.092
CuO	-43 ± 2	11.0 ± 0.5	—	+0.738
$\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$	-50 ± 2	0	$+11.4 \pm 0.3$	+0.604
La_2CuO_4	-45 ± 2	8.5 ± 0.5	—	+0.588
Cu(1) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	-35 ± 4	0	$+20.1 \pm 0.5$	+0.907
Cu(2) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	-54 ± 4	0	$+11.8 \pm 0.5$	+0.567
Cu(1) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$	≤ 20	0	-23.5 ± 0.5	-1.256
Cu(2) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$	-48 ± 4	8.5 ± 0.5	—	+0.666

Примечание. e^2Q_0q , H — константа квадрупольного взаимодействия основного состояния ^{61}Ni и эффективное магнитное поле на ядрах ^{61}Ni , определенные из спектров ^{61}Cu (^{61}Ni); e^2Qq — константа квадрупольного взаимодействия ^{67}Zn , определенная из спектров ^{67}Cu (^{67}Zn), [1,2]; eQq — расчетное значение главной компоненты тензора ГЭП для тех же узлов.

квадрупольным взаимодействием ($H = 8.5 \pm 0.5$ Т, $e^2Q_0q = -(45 \pm 2)$ МГц, $\eta \approx 0$, если, согласно [9], предположить, что $\theta \approx 80^\circ$). Таким образом, переход от La_2CuO_4 к $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ не приводит к заметному изменению тензора ГЭП в узлах меди, что согласуется как с результатами исследований керамик $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ методом ЯМР на изотопе ^{63}Cu [9,10], так и с результатами расчета кристаллического ГЭП (см.таблицу).

Интерпретация заметно усложняется, если в структуре исследуемого материала присутствует больше чем одно состояние меди, поскольку приходится иметь дело с неразрешенными спектрами. Однако и в этих случаях возможно определение параметров как магнитного, так и квадрупольного взаимодействия ядра ^{61}Ni . Наиболее типичный пример — керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, где медь занимает две позиции Cu(1) и Cu(2), причем заселенности этих позиций относятся как 1:2. Эмиссионный мессбауэровский спектр сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2^{61}\text{Cu}_3\text{O}_7$ представляет собой наложение двух квадрупольных мультиплетов ($e^2Q_0q = -(54 \pm 2)$ МГц, $\eta \approx 0$ и $e^2Q_0q = -(35 \pm 2)$ МГц), причем, исходя из относительной интенсивности составляющих спектров, спектр $e^2Q_0q = 35$ МГц следует отнести к центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(1), а мультиплет с $e^2Q_0q = -54$ МГц — к центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(2). Для керамики $\text{YBa}_2^{61}\text{Cu}_3\text{O}_6$ при $T \leq 500$ К подрешетка Cu(2) магнитно упорядочена [11], и поэтому эмиссионный мессбауэровский спектр $\text{YBa}_2^{61}\text{Cu}_3\text{O}_6$ следует рассматривать как суперпозицию магнитного мультиплета и синглета, относящихся соответственно к центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(2) и Cu(1) (рис. 5,6) (для узлов Cu(1) $|e^2Q_0q| \leq 20$ МГц, для узлов Cu(2) $H = 8.5 \pm 0.5$ Т, $e^2Q_0q = -(48 \pm 2)$ МГц, $\eta = 0$, если считать, согласно [11], $\theta \approx 90^\circ$).

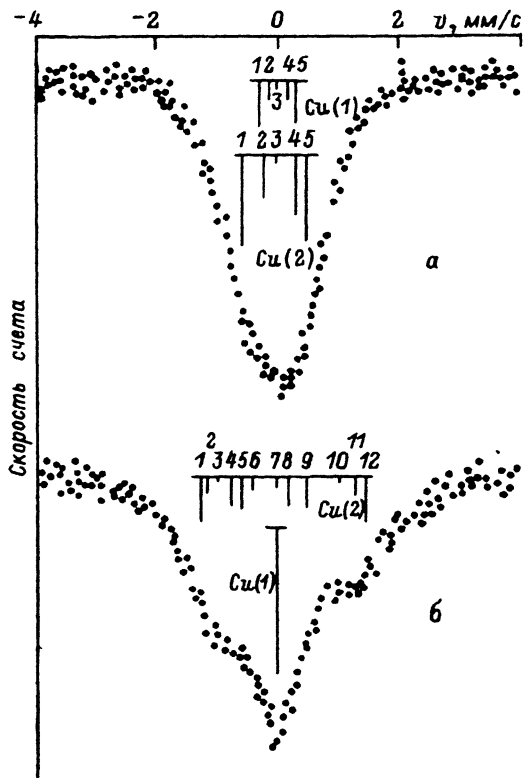


Рис. 5. Эмиссионные мессбауэровские спектры $\text{YBa}_2^{61}\text{Cu}_3\text{O}_7$ (а) и $\text{YBa}_2^{61}\text{Cu}_3\text{O}_6$ (б).

Для спектра а показано разложение на два квадрупольных мультиплета, отвечающих центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(1) и Cu(2). Для спектра б показано разложение на синглет (он отвечает центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(1)) и зеемановский мультиплет (он отвечает центрам $^{61}\text{Ni}^{2+}$ в узлах Cu(2)).

Параметры обсуждавшихся выше спектров и данные расчета кристаллического ГЭП представлены в таблице, а также на рис. 6 в виде диаграммы $e^2Q_0q - eq_{\text{кр}}$. Видно, что большая часть точек ложится на прямую линию. Исключения составляют данные для MgO и NiO, а также, возможно, для Cu_2O и Cu(1) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Последние можно привести к прямой, если не учитывать отрицательного знака $eq_{\text{кр}}$, как это показано на рис. 6 штрихом. Согласно соотношению (2), линейная зависимость означает постоянство валентного вклада $(1 - R)e^2Q_0q_{\text{вал}}$ в константу квадрупольного взаимодействия. Экстраполяция прямой к $eq_{\text{кр}} = 0$ дает $(1 - R)e^2Q_0q_{\text{вал}} = -85 \pm 10$ МГц. Одинаковый валентный ГЭП для

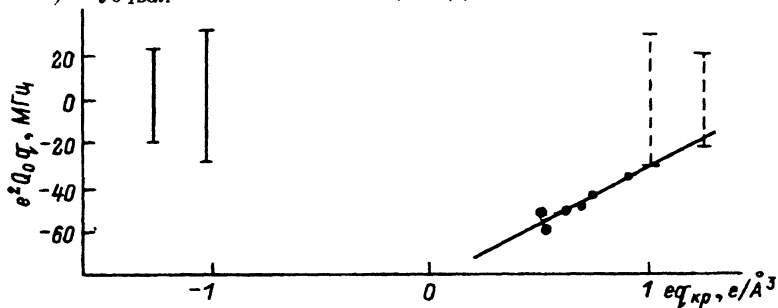


Рис. 6. Зависимость e^2Q_0q для центров $^{61}\text{Ni}^{2+}$ от $eq_{\text{кр}}$ в различных матрицах.

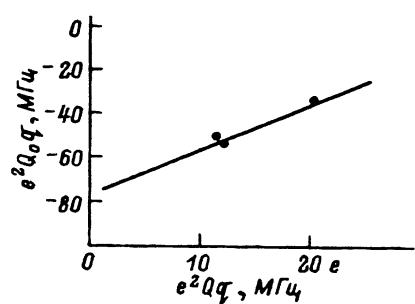


Рис. 7. Зависимость e^2Q_0q (для центров $^{61}\text{Ni}^{2+}$) от e^2Qq (для центров $^{67}\text{Zn}^{2+}$) в узлах решеток $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$.

всех рассматриваемых состояний никеля несколько неожиданно, поскольку различно ближайшее окружение атомов никеля. Положительный наклон прямой, т.е. уменьшение абсолютной величины e^2Q_0q при увеличении $eQ_{\text{кр}}$, соответствует противоположным знакам валентного и кристаллического вкладов в ГЭП. Величина наклона $56 \text{ MGц}/(\text{e}/\text{Å}^3)$ позволяет вычислить коэффициент Штернхеймера для иона Ni^{2+} $\gamma = -9 \pm 1$, что близко к расчетному значению -7.92 [8].

На рис. 7 показана корреляция между константами квадрупольного взаимодействия, полученными из мессбауэровских спектров ^{61}Cu (^{61}Ni) и ^{67}Cu (^{67}Zn) [1,2]. Этот график аналогичен представленному на рис. 6, так как e^2Qq для ^{67}Zn и $eQ_{\text{кр}}$ пропорциональны друг другу. Однако последний график содержит меньшее число экспериментальных точек, которых было бы недостаточно для установления линейной зависимости без обнаруженной уже линейной зависимости между e^2Q_0q для ^{61}Cu (^{61}Ni) и расчетной $eQ_{\text{кр}}$ (рис. 6). Экстраполяция прямой на рис. 7 к $e^2Qq(^{67}\text{Zn}) = 0$ дает $e^2Q_0q_{\text{вал}}(^{61}\text{Ni}) = -77 \pm 12 \text{ MGц}$, что в пределах погрешности совпадает с полученной на рис. 6 оценкой.

Мы рассмотрели возможность использования ^{61}Cu (^{61}Ni) в качестве мессбауэровского зонда для исследования сверхтонких взаимодействий в медных узлах решеток ВТСП. Так же как и другой мессбауэровский зонд ^{67}Cu (^{67}Zn), он позволяет определять параметры тензора ГЭП в медных узлах, хотя и с меньшим разрешением и точностью. В отличие от ^{67}Cu (^{67}Zn) на ^{61}Ni имеется значительный валентный вклад в ГЭП. Установлены связь между константой квадрупольного взаимодействия (основного состояния) ^{61}Ni и кристаллическим ГЭП в узлах меди, а также величина валентного вклада в константу квадрупольного взаимодействия, равная -80 MGц . В отличие от ^{67}Cu (^{67}Zn) показана возможность определения внутренних магнитных полей в узлах меди в ВТСП и родственных материалах.

Работа поддержана Научным советом по проблеме «Высокотемпературная сверхпроводимость» в рамках проекта № 91139 «Резонанс».

Список литературы

- [1] Seregin N.P., Nasredinov F.S., Masterov V.F., Daribaeva G.T. // Supercond. Sci. Techn. 1991. V. 4. P. 263.
- [2] Seregin N.P., Masterov V.F., Nasredinov F.S., Saidov Ch.S., Seregin P.P. // Supercond. Sci. Techn. 1992 (in press).
- [3] Мастеров В.Ф., Насрединов Ф.С., Серегин П.П., Саидов Ч.С., Шербатюк О.К. // Сверхпроводимость. 1992. Т. 5. С. 1339.

- [4] Мастеров В.Ф., Насредин Ф.С., Саидов Ч.С., Серегин П.П., Шербатюк О.К. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 10. С. 3269-3272.
- [5] Love J.C., Obenshain F.E., Czjzek G. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. P. 2837.
- [6] Mössbauer Effect Data Center. Information Services and Activities. Univ. of North Carolina, US, 1985. P. 40.
- [7] Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь. М., 1969.
- [8] Gupta R.P., Sen S.K. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 1169.
- [9] Tsudo T., Shimizu T., Yasuoka H., Kishio K., Kitazawa K. // J. Phys. Soc. Jap. 1988. V. 57. P. 2908.
- [10] Ohsugi S., Kitaoka Y., Ishida K., Asayama K. // J. Phys. Soc. Jap. 1991. V. 60. P. 2351.
- [11] Yasuoka H., Shimizu T., Imai T., Sasaki S., Ueda Y., Kasuge K. // Hyperfine Interact. 1989. V. 49. P. 167.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
22 марта 1993 г.
