

# Исследование фононного спектра Nd-содержащих твердых растворов на основе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ методом неупругого рассеяния нейтронов

© А.В. Кнотько, А.В. Гаршев\*, В.И. Путляев, С.И. Морозов\*\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Высший колледж — факультет наук о материалах,  
119899 Москва, Россия

\*\*ГНЦ РФ "Физико-энергетический институт",  
249020 Обнинск, Калужская обл., Россия

E-mail: knotko@inorg.chem.msu.ru

(Поступила в Редакцию 13 января 2000 г.)

Методом неупругого рассеяния нейтронов на спектрометре прямой геометрии ДИН-2ПИ исследованы фононные спектры твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  ( $x = 0.1, 0.25, 0.75$ ). По мере роста содержания Nd наблюдается увеличение частоты Cu–O колебательных мод растяжения (около 70 meV), вызванное изменением концентрации носителей тока в слое  $\text{CuO}_2$  и не зависящее от эффекта "внутреннего давления". На основе анализа смещения пика около 11 meV (отнесенного к колебаниям катионов в слое SrO структуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ) сделан вывод о нахождении значительной части Nd в кристаллографических позициях Sr.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной программы "Актуальные направления в физике конденсированных сред" по направлению "Нейтронные исследования вещества".

Высокотемпературные сверхпроводники на основе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ( $\text{Bi}2212$ ) являются одними из наиболее перспективных с точки зрения практического применения. Исследования микроскопических свойств таких сверхпроводников с гетеровалентным замещением в различные кристаллографические позиции играют важную роль в понимании механизма сверхпроводимости и модификации их электрофизических свойств (таких как  $T_c$ ,  $J_c$ , электропроводность при комнатной температуре и др.). Значительный интерес представляет замещение Ca и Sr на различные редкоземельные элементы. Такое замещение может проводиться в очень широких пределах и приводит к восстановлению меди [1,2], что сопровождается понижением температуры сверхпроводящего перехода, и переходу металл–полупроводник.

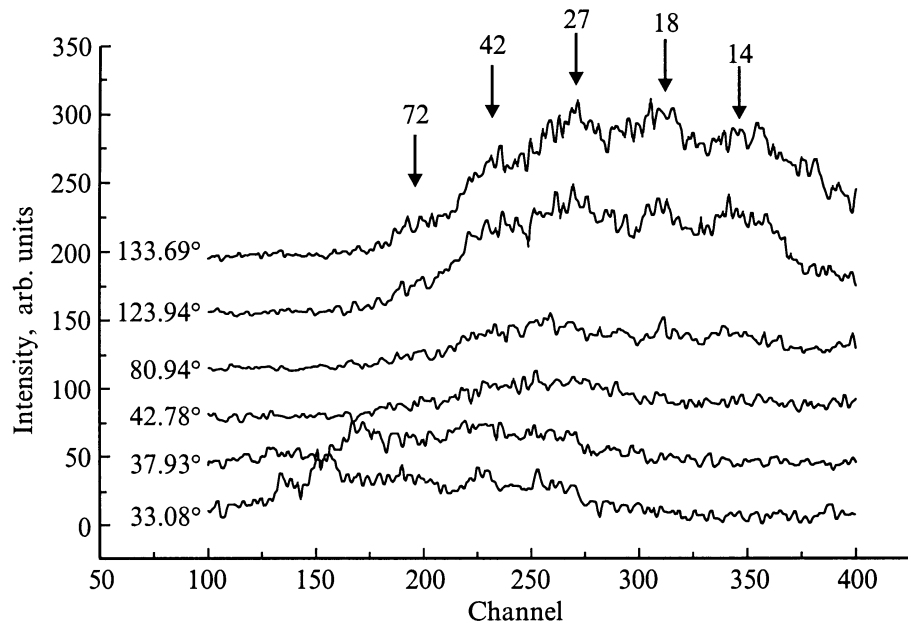
Вопрос о роли электрон-фононного взаимодействия в механизме сверхпроводимости ВТСП до настоящего времени остается открытым. Поэтому исследование модификации плотности фононных состояний ВТСП-соединений, в частности  $\text{Bi}2212$ , в процессе изменения их электрофизических свойств представляется весьма актуальным. В настоящее время существует очень немного работ по исследованию изменений фононного спектра при гетеровалентном замещении в соединениях  $\text{Bi}2212$  [3,4]. До настоящего времени исследовались только твердые растворы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$ . Авторы [4] связывают наблюдаемые изменения в фононном спектре с одновременным действием изменения концентрации носителей тока при восстановлении меди и эффекта "внутреннего давления", возникающего из-за различия ионных радиусов Ca и Y. На наш взгляд, представляется интересным попытаться разделить влияние этих двух факторов на модификацию фононного спектра. Исключить эффект "внутреннего давления" можно за

счет использования при замещении Ca РЗЭ с ионным радиусом, близким к ионному радиусу кальция, например Nd. Таким образом, цель данной работы — выявление определяющего фактора в эффекте изменения фононного спектра путем исследования динамики решетки твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  при изменении содержания Nd.

## 1. Постановка эксперимента и обработка результатов

Образцы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  ( $x = 0.1, 0.25, 0.75$ ) были синтезированы из нитратно-оксинитратных смесей, полученных растворением  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CuO}$  — ЧДА,  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  — ОСЧ в 20-процентной азотной кислоте с последующим упариванием полученного раствора. Синтез образцов включал разложение солевой смеси при  $750^\circ\text{C}$  и несколько последующих стадий (2–3) отжига при температуре  $860^\circ\text{C}$  по 24 h с промежуточным перетиранием. Все отжиги проводились на воздухе.

Рентгенофазовый анализ (РФА) синтезированных образцов, проведенный с использованием дифрактометра ДРОН-3М ( $\text{CuK}_\alpha$ -излучение, для расчета параметров элементарной ячейки в качестве внутреннего стандарта использовался кремний) показал, что их состав соответствует твердым растворам на основе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Уточненные по методу наименьших квадратов параметры элементарной ячейки приведены в табл. 1. Из приведенных данных видно монотонное изменение параметров, хорошо согласующееся с литературными данными [5,6], что подтверждает образование твердых растворов.



**Рис. 1.** Спектры неупругого рассеяния нейтронов на образце  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.9}\text{Nd}_{0.1}\text{Cu}_2\text{O}_y$  для различных углов рассеяния. Стрелками отмечены основные особенности спектров с указанием соответствующих значений  $E$  (в  $\text{meV}$ ).

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов проводились на спектрометре прямой геометрии ДИН-2ПИ, установленном на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, г. Дубна) [7]. Спектры регистрировались по времени пролета в режиме приобретения энергии  $E$  с начальной энергией нейтрона  $E_0 = 8.15 \text{ meV}$  при комнатной температуре в диапазоне углов рассеяния  $10\text{--}134^\circ$ . Разрешение спектрометра составляло  $\Delta E/E \approx 5\text{--}8\%$  в области передач энергии  $\varepsilon = E - E_0 = 0\text{--}80 \text{ meV}$ . Нормировка спектров проводилась по упругому пику ванадия.

Поскольку исследуемые образцы содержали парамагнитный ион ( $\text{Nd}^{3+}$ ), была проведена оценка вкладов магнитного и фонного неупругого рассеяния нейтронов по угловой зависимости интенсивности рассеяния. Спектры, полученные детекторами, находящимися на различных углах рассеяния, для образца с  $x = 0.1$  приведены на рис. 1. Для углов рассеяния меньших  $42^\circ$  наблюдается значительная интенсивность потока нейтронов с энергиями  $E = 65\text{--}1980 \text{ meV}$  (100–200 каналы), что соответствует тепловому фону, поэтому для дальнейшего рассмотрения использовались данные, полученные при углах рассеяния больших  $42^\circ$ . Для углов рассеяния  $\theta$  от  $42$  до  $134^\circ$  переданный нейтрону импульс лежит

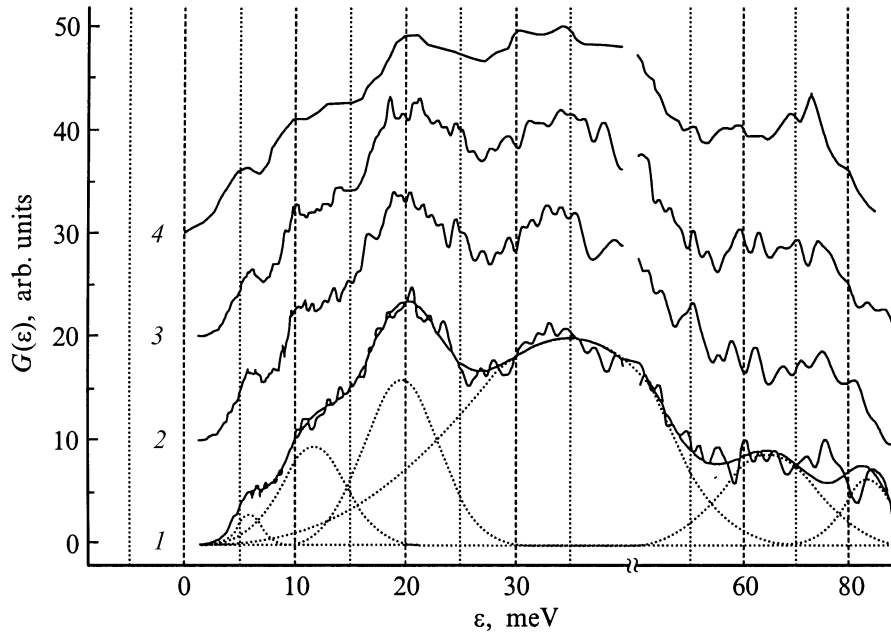
в пределах  $Q = 1.8\text{--}4.2$  для  $\varepsilon = 6 \text{ meV}$  и  $5.2\text{--}8 \text{ \AA}^{-1}$  для  $\varepsilon = 80 \text{ meV}$ . Можно ожидать, что магнитный формфактор мал уже для  $Q \approx 2 \text{ \AA}^{-1}$  и магнитное рассеяние не будет вносить заметный вклад в спектр неупруго рассеянных нейтронов (НРН) при  $\theta > 40^\circ$ . Действительно, как видно из рис. 1, для углов больших  $40^\circ$  наблюдается монотонное возрастание интенсивности НРН с увеличением угла рассеяния в области передач энергии  $\varepsilon = 1.5\text{--}100 \text{ meV}$  (175–400 каналы), что свидетельствует о немагнитном характере рассеяния. Из данной угловой зависимости интенсивности неупругого рассеяния был сделан вывод, что спектры, полученные при  $\theta > 40^\circ$ , соответствуют в основном рассеянию на фонах.

После введения обычных поправок на эффективность детекторов и ослабление потока нейтронов образцом спектры НРН, полученные в диапазоне углов рассеяния  $42\text{--}134^\circ$ , обрабатывались до уровня обобщенного спектра частот  $G(\varepsilon)$  в некогерентном приближении [8]. Под обобщенным спектром частот здесь понимается спектр частот кристаллической решетки, взвешенный на множитель  $\sum \sigma_i \langle |\xi_i(\varepsilon)|^2 \rangle / m_i$ , где  $\sigma_i$ ,  $m_i$  и  $\langle |\xi_i(\varepsilon)|^2 \rangle$  — сечение рассеяния, масса и средний квадрат векторов поляризации  $i$ -го атома. Учет многофононного рассеяния проводился в приближении Шеландера [9]. Поскольку пропускание образцов по рассеянным нейтронам не превышало 10%, учет многократного рассеяния не проводился.

Усредненные по измерениям на всех детекторах в диапазоне углов рассеяния  $42\text{--}134^\circ$  обобщенные спектры частот для образцов с  $x = 0.1, 0.25, 0.75$  приведены на рис. 2; для сравнения на том же рисунке приведен

**Таблица 1.** Параметры орторомбической элементарной ячейки твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_\delta$  ( $x = 0.1, 0.25, 0.75$ ) ( $\text{Å}$ )

Состав	$x = 0.1$	$x = 0.25$	$x = 0.75$
$a$	5.418(3)	5.425(3)	5.465(3)
$b$	5.418(3)	5.425(3)	5.465(3)
$c$	30.75(4)	30.68(4)	30.46(2)



**Рис. 2.** Обобщенные спектры частот ( $G(\varepsilon)$ ) твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  ( $1 - x = 0.75$ ,  $2 - x = 0.25$ ,  $3 - x = 0.1$ ) — данный эксперимент и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (4) [3]. Под спектром (1) образца с  $x = 0.75$  приведены графики функции Гаусса (1), суперпозиция которых описывает полученный спектр.

спектр незамещенного  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , полученный авторами [3]. Для численной оценки различий в спектрах плотности состояний фононов в образцах с различным содержанием Nd низкочастотная ( $\varepsilon < 50 \text{ meV}$ ) часть данных спектров была аппроксимирована суперпозицией функций Гаусса

$$I = A / (w(\pi/2)^{1/2}) \cdot \exp(-2(\varepsilon - \varepsilon_c)/w)^2, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность,  $\varepsilon$  — энергия,  $A$ ,  $w$ ,  $\varepsilon_c$  — параметры. После вычитания суммы функций, описывающих низкочастотную часть, функциями (1) была аппроксимирована высокочастотная часть спектров. Параметры функций Гаусса для всех образцов приведены в табл. 2, а графики функций, описывающих обобщенный спектр частот образца с  $x = 0.75$  — на рис. 2.

**Таблица 2.** Параметры функций Гаусса (1), суперпозиция которых описывает полученные обобщенные спектры частот исследуемых соединений

Состав	Параметры	1	2	3	4	5	6	7
$x = 0.1$	$\varepsilon_c$ (meV)	6.25	9.91	12.7	19.4	34.8	59.0	74.5
	$w$ (meV)	2.87	2.30	3.37	8.27	19.4	13.6	14.8
	$A$ (a.u.)	20.7	23.3	27.0	164	512	120	162
$x = 0.25$	$\varepsilon_c$ (meV)	5.93	10.8	19.0	34.3	53.2	70.4	
	$w$ (meV)	2.35	4.48	7.89	21.2	8.93	16.7	
	$A$ (a.u.)	14.2	51.2	153	557	50.7	176	
$x = 0.75$	$\varepsilon_c$ (meV)	5.93	11.7	19.7	34.8	65.2	83.3	
	$w$ (meV)	2.27	6.05	6.83	21.1	17.9	8.87	
	$A$ (a.u.)	8.38	71.5	136	522	196	71.1	

## 2. Обсуждение результатов

Сравнивая полученные спектры с результатами авторов [3,10–12] для твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  и незамещенного  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , можно сделать вывод, что пик (1) относится к колебаниям атомов Bi, пик (4) — к колебаниям Cu и катионов в слое Ca, пик (5) является результатом наложения колебаний Cu и нескольких типов колебаний атомов кислорода, пик (6) соответствует колебаниям кислорода в слое SrO, а пик (7) — колебаниям кислорода в слое  $\text{CuO}_2$  (соотнесение пиков (6) и (7) проведено по работе [3], авторы [10] относят пик около 60 meV к колебаниям O в слое  $\text{CuO}_2$ , а пик около 75 meV — к колебаниям O в слое SrO). Пики (2) и (3) авторы работы [3] связывают с колебаниями атомов Sr и Cu, однако экспериментальное определение частичного спектра колебаний Cu [12] в соединении  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{1.1}\text{Cu}_{2.1}\text{O}_8$ , проведенное с использованием изотопного контраста ( $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$ ), показало, что колебания меди имеют более высокие частоты (два широких пика около 20 и 35 meV). Отсюда можно сделать вывод, что пики (2) и (3) связаны с колебаниями катионов (Sr, Nd и Ca) в слое SrO, а колебания Cu вносят вклад в пики (4) и (5). Из табл. 2 видно, что с повышением содержания Nd от  $x = 0.1$  до 0.75 происходит увеличение интегральной интенсивности пика (6) по отношению к пику (7) при смещении центров данных пиков в сторону больших частот. Авторы [3] при замещении в данной структуре Ca на Y наблюдали смещение пика 60 meV в сторону понижения

**Таблица 3.** Оценки распределения Sr, Ca и Nd по позициям щелочноземельных элементов в твердых растворах состава  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  [6]

Замещение	Sr(1)	Ca(1)	Nd(1)	Sr(2)	Ca(2)	Nd(2)
$x = 0.1$	1.66	0.26	0.08	0.34	0.64	0.02
$x = 0.75$	1.52	0.10	0.38	0.48	0.15	0.37

Примечание.  $E(1)$  — заселенность атомами  $E$  позиций Sr,  $E(2)$  — заселенность атомами  $E$  позиций Ca, данные для состава  $x = 0.75$ , записаны на основании сделанного в [6] вывода о равном распределении Nd по Ca и Sr позициям при больших концентрациях Nd.

энергии, а пика  $75 \text{ meV}$  — в сторону повышения энергии, при этом данные изменения объяснялись переходом металл–полупроводник при повышении концентрации Y. При этом если в случае замещения Ca на Y наблюдаемые изменения могли быть связаны как с изменением заряда слоя  $\text{CuO}_2$  из-за восстановления меди, так и с эффектом “внутреннего давления” из-за различия ионных радиусов  $\text{Ca}^{2+}$  и  $\text{Y}^{3+}$  [4] ( $1.26$  и  $1.10 \text{ \AA}$  соответственно [13]), то в случае замещения Ca на Nd (ионный радиус  $\text{Nd}^{3+}$   $1.25 \text{ \AA}$ ) эффект “внутреннего давления” практически отсутствует и причиной наблюдаемых изменений спектра является изменение степени окисления меди, которое ответственно за переход металл–полупроводник. Сравнивая изменения фонового спектра при повышении концентрации Y [3] и Nd, можно сделать вывод, что в случае замещения Ca на Y основной причиной изменения части спектра, связанной с колебаниями атомов O в слое  $\text{CuO}_2$ , также является изменение степени окисления меди. Отличия в смещении пика, соответствующего колебаниям O в кристаллографическом слое SrO, могут быть связаны с нахождением значительной части Nd в данном слое, тогда как в случае замещения на Y наблюдается локализация последнего в слое Ca, что связано с различием ионных радиусов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Y}^{3+}$ . Наблюдаемые изменения в относительных интенсивностях пиков можно обсуждать с использованием оценок распределения катионов по кристаллографическим позициям, сделанных в [6] с использованием метода Ритвельда (табл. 3), и значений  $\sigma/m$  для атомов Ca, Sr и Nd —  $0.073$ ,  $0.070$ ,  $0.111 \text{ barn/amu}$ . При увеличении содержания Nd наблюдается некоторое (от 16 до 14% для  $x = 0.1$  и  $0.75$ ) уменьшение относительной интегральной интенсивности пика (4). В то же время расчет дает небольшое увеличение интенсивности рассеяния в слое Ca ( $3.0\%$  для  $x = 0.1$  и  $3.5\%$  для  $x = 0.75$ ), откуда можно сделать вывод, что основной вклад в наблюдаемый эффект вносит изменение степени окисления меди.

Для пика (2–3) подобный расчет дает некоторое увеличение интегральной интенсивности с увеличением содержания Nd ( $5.9$  и  $6.3\%$  для  $x = 0.1$  и  $0.75$ ). Данное изменение интенсивности согласуется по направлению с наблюдаемым в эксперименте, хотя последнее и несколько больше расчетного. При понижении степени

окисления меди без перехода металл–полупроводник (при повышении содержания Nd от  $x = 0.1$  до  $0.25$ ) наблюдаемые изменения в положении пиков, связанных с колебаниями атомов в слое  $\text{CuO}_2$ , противоположны по знаку относительно наблюдаемых при повышении  $x$  от  $0.1$  до  $0.75$ , что также указывает на изменение доли металлической связи при изменении концентрации носителей в слое  $\text{CuO}_2$  как на основную причину наблюдаемых изменений частот колебаний данных атомов.

Интересно также отметить изменение в положении пиков (2) и (3). В случае замещения Ca на Y [3] изменений положения не было обнаружено, в то время как при замещении Ca на Nd для состава с  $x = 0.1$  наблюдались два пика, которые при увеличении содержания Nd сливались в один с существенным увеличением ширины (табл. 2). Описание функцией Гаусса (1) суммы пиков (2) и (3) для образца с  $x = 0.1$  дает  $\varepsilon_c = 11.2 \text{ meV}$ ,  $w = 4.18 \text{ meV}$ ,  $A = 50.3$ . Изменение частоты колебаний в слое SrO может быть связано со значительным замещением Sr на Nd в этом слое, в то время как в большинстве работ (см., например, [5,14]) замещение в структуре  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ПЗЭ на РЗЭ считалось кристаллографически селективным, причем нахождение иона РЗЭ в структуре определялось на основании его ионного радиуса. В работе [6] с использованием полнопрофильного анализа рентгеновских дифрактограмм по методу Ритвельда была сделана качественная оценка распределения по позициям ионов Ca, Sr и Nd в данных твердых растворах, при этом было показано наличие значительного количества Nd в слое SrO. Однако применимость рентгеновской дифракции для данной цели очень ограничена из-за близости атомных факторов рассеяния для атома Sr и системы  $0.45\text{Nd} + 0.55\text{Ca}$ . На основе полученных в [6] катионных распределений (табл. 3) был проведен приближенный расчет отношения частот колебаний катионов в слое SrO для содержания Nd  $x = 0.1$  ( $\omega_1$ ) и  $x = 0.75$  ( $\omega_2$ ) по формуле

$$\omega_1/\omega_2 = ((Z_1\mu_2)/(Z_2\mu_1))^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\omega$  — частота колебаний,  $Z = Z(\text{Nd})\alpha + Z(\text{Sr})(1 - \alpha)$ ,  $Z(\text{Nd})$ ,  $Z(\text{Sr})$  — заряды ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Sr}^{2+}$ ,  $\mu = \alpha m(\text{Nd}) + \beta m(\text{Ca}) + (1 - \alpha - \beta)m(\text{Sr})$ ,  $\alpha$  — доля Nd в кристаллографических позициях Sr,  $\beta$  — доля Ca в кристаллографических позициях Sr,  $m(\text{Nd})$ ,  $m(\text{Sr})$ ,  $m(\text{Ca})$  — атомные массы Nd, Sr и Ca. Формула получена в модели колебаний атомов в поле жесткого кристалла с использованием предположения о пропорциональности силы межатомного взаимодействия для преимущественно ионного кристалла среднему заряду катиона  $((1 - \alpha - \beta)\text{Sr}^{2+} + \beta\text{Ca}^{2+} + \alpha\text{Nd}^{3+})$  при постоянном заряде аниона ( $\text{O}^{2-}$ ). Для  $x_1 = 0.1$  и  $x_2 = 0.75$  расчетное значение отношения  $\omega_1/\omega_2$  составило  $0.967$ , а измеренное по полученным спектрам  $G(\varepsilon)$  —  $0.951$ , что, учитывая неточность как расчетной модели, так и данных по распределению Nd, можно считать удовлетворительным согласием, подтверждающим нахождение значительной части Nd в слое SrO.

Таким образом, в работе методом неупругого рассеяния нейтронов измерены фононные спектры твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$ .

Показана непротиворечивость нейтроноскопических данных с предположением о нахождении значительной части Nd в позициях Sr структуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  при больших концентрациях Nd.

Показано, что для части фононного спектра, связанной с Cu–O колебаниями ( $\varepsilon \geq 50$  meV), наблюдается сдвиг в сторону больших частот при увеличении содержания Nd с одновременным повышением граничной энергии спектра (от 74 до 85 meV для содержания Nd на формульную единицу 0.1 и 0.75) из-за близости ионных радиусов  $\text{Ca}^{2+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ . Наблюдаемые изменения можно считать происходящими за счет изменения степени окисления меди и не зависящими от эффекта "внутреннего давления". Поскольку в случае замещения Ca на Y [3] наблюдалось аналогичное изменение высокочастотной части спектра, был сделан вывод, что в этом случае причиной наблюдавшихся изменений было также изменение степени окисления меди.

В заключение авторы выражают благодарность А.В. Пучкову (ГНЦ РФ ФЭИ) за проведение некоторых предварительных расчетов при подготовке эксперимента, О.В. Соболеву (ГНЦ РФ ФЭИ) за помощь в проведении нейтроноскопических измерений.

## Список литературы

- [1] A. Manthiram, J.B. Goodenough. Appl. Phys. Lett. **53**, 420 (1988).
- [2] N.A. Babushkina, M.V. Dobrotvorskaya, N.A. Kasatkina, Yu.B. Poltoratsky, V.L. Sobolev, S.V. Kucheiko. Physica **C197**, 299 (1992).
- [3] B. Renker, F. Gompf, D. Ewert, P. Adelman, H. Schmidt, E. Gering, H. Mutka. Z. Phys. **B77**, 65 (1989).
- [4] M. Kakihana, M. Osada, M. Kall, H. Mazaki, H. Yasuoka, M. Yashima, M. Yoshimura. Phys. Rev. **B53**, 11 796 (1996).
- [5] Н.Г. Наумов, П.Н. Самойлов, В.Е. Федоров. ЖНХ **37**, 1203 (1992).
- [6] A.V. Knotko, A.V. Garshev, A.G. Veresov, V.I. Putlayev, Yu.D. Tretyakov. Mater. of MRS 1998 Fall Meeting. Boston, USA (1998). P. 357.
- [7] В.А. Парфенов, П.С. Клемышев, И.Г. Морозов, А.Ф. Павлов. Neutr. Inelast. Scatt. IAEA, Vienna (1978). Vol. 1. P. 81.
- [8] В.Ф. Турчин. Медленные нейтроны. Госатомиздат, М. (1963). С. 223.
- [9] A. Sjolander. Ark. fuer Fysik **14**, 315 (1958).
- [10] D. Shimada, N. Tsuda, U. Paltzer, F.W. de Wette. Physica **C298**, 195 (1998).
- [11] П.П. Паршин, М.Г. Землянов, А.В. Иродова. ФНТ **22**, 5, 564 (1996).
- [12] П.П. Паршин, М.Г. Землянов, А.В. Иродова, П.И. Солдатов, С.Х. Сулейманов. ФТТ **38**, 6, 1665 (1996).
- [13] R.D. Shannon, C.T. Prewitt. Acta Cryst. **B25**, 935 (1969).
- [14] J. Fujikami, M. Akamatsu, R. Yoshizaki, T. Ishigaki, H. Asano. Physica **C174**, 359 (1991).