Физика низких температур, 1995, т. 21, № 7, с. 757–762 УДК 537.6

О структурных искажениях в Nd_2CuO_4

Ю. Г. Пашкевич

Донецкий физико-технический институт НАН Украины, Украина, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

В. В. Пишко, В. В. Цапенко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

А. В. Еременко

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310001, г. Харьков, пр. Ленина, 60

Статья поступила в редакцию 7 марта 1995 г., после переработки 11 апреля 1995 г.

Обнаружено однофононное инфракрасное поглощение в Nd_2CuO_4, связанное с магнитным упорядочением, сопровождаемым мультипликацией кристаллографической ячейки. Показано, что магнитное упорядочение типа «плоский крест» приводит к спин-зависимому поглощению фононами, соответствующими границе зоны Бриллюэна парамагнитной фазы, и оказывает влияние на фононные спектры, аналогичное влиянию структурного фазового перехода. Рассмотрены электродипольные механизмы такого поглощения: из M-точки границы зоны Бриллюэна, индуцированный магнитным упорядочением, и из X-точек, индуцированный приложенным внешним магнитным полем. Измерения, проведенные в магнитном поле, превышающем поле спин-переориентационного фазового перехода, позволили обнаружить проявление однофононного поглощения из X-точки зоны Бриллюэна, подавление однофононного поглощения из M-точки и показали отсутствие структурных искажений в Nd_2CuO_4 при температурах выше 150 К.

Знайдено однофононне інфрачервоне поглинання у Nd_2CuO_4, пов'язане з магнітним упорядкуванням, яке виникає з мультиплікацією кристалографічної комірки. Показано, що магнітне упорядкування типу «плоский хрест» приводить до спін-залежного поглинання фононами із межі зони Бриллюена парамагнітної фази та чинить вплив на фононні спектри, аналогічний впливу структурного фазового переходу. Розглянуто електродипольні механізми такого поглинання: із M-точки межі зони Бриллюена, індукований магнітним упорядкуванням, та з X-точок, індукований прикладеним зовнішнім магнітним полем. Вимірювання, виконані у магнітному полі, яке перевищує поле спін-переорієнтаційного фазового переходу, дозволили знайти прояв однфононного поглинання із X-точки зони Бриллюена, пригнічування однофононного поглинання із M-точки та показали відсутність структурних спотворень у Nd_2CuO_4 при температурах вищих ніж 150 К.

В данной работе рассмотрено влияние магнитного упорядочения, приводящего к мультипликации кристаллографической ячейки, на спектры однофононного инфракрасного поглощения. Подобное влияние изучалось ранее при исследовании спин-зависимого комбинационного рассеяния света на фононах в магнитных полупроводниках.

Начиная с работы [1] вопрос о наличии или отсутствии структурных искажений в Nd_2CuO_4 является предметом дискуссий [2,3]. Речь идет о смещениях ионов меди, неодима и внеслоевого кислорода, которые могут происходить в результате предшествующего магнитному упорядочению структурного фазового перехода, ожидаемого при 300 К. Нейтронографические и рентгенографические методы оказались недостаточно чувствительными для определения величины смещений, испытываемых указанными ионами. Как показано в работе [4], такой структурный фазовый переход приведет к учетверению кристаллографической ячейки, свертыванию зоны Бриллюэна (ЗБ) и увеличению числа фононов, которые должны наблюдаться при $k = 0$ [5]. В настоящей работе показано, что наличие в Nd_2CuO_4 магнитного упорядочения определенного типа даже при отсутствии структурных искажений может оказывать влияние на фононные спектры, аналогичное влиянию структурного фазового перехода. В этой связи следует отметить, что имеющихся в литературе данных по изучению фононных спектров Nd_2CuO_4 с помощью неупругого рассеяния нейтронов [6], инфракрасного (ИК) поглощения [7] и комбинационного рассеяния света (КРС) [8], проведенных в отсутствие внешнего магнитного поля, принципиально недостаточно для однозначного ответа на вопрос о наличии структурных искажений.

© Ю. Г. Пашкевич, В. В. Пишко, В. В. Цапенко, А. В. Еременко, 1995

При температурах выше 300 K Nd_2CuO_4 имеет группу симметрии $I4/mmm$ (D_{4h}^{17}). В примитивной ячейке содержится одна формульная единица и, следовательно, имеется 21 колебательная степень свободы, которые образуют механическое представление d_m. При $k = 0$ эти степени свободы распределяются по неприводимым представлениям точечной группы D_{4h} следующим образом:

$$d_m = A_{1g} + 4A_{2u} + B_{1g} + B_{2u} + 2E_g + 5E_u \ . \quad (1)$$

Эксперименты в работах [6–10] интерпретированы на основании группы симметрии $I4/mmm$ и соотношения (1). Между тем в этих работах отмечено, что некоторые данные не укладываются в рамки классификации, использованной в (1). Так, в работе [7] в спектрах ИК поглощения наблюдалось большее число линий E_g-фононов, чем это следует из соотношения (1). В частности, это слабые линии на частотах 165 и 320 $см^{-1}$, показанные на рис. 3,*б* работы [7] и соответствующие по энергиям фононам из границ ЗБ [6].

Предположим наличие структурного фазового перехода при $T_c = 300$ K. Помимо [1], указания на возможность этого перехода имеются в работе [6], в которой исследовалось неупругое рассеяние нейтронов на фононах в Nd_2CuO_4 при комнатной температуре и отмечалась тенденция к смягчению нижайшей оптической моды в X-точке ЗБ при понижении температуры.

Согласно [4], фазовый переход в Nd_2CuO_4 проходит по двухлучевому каналу звезды $K13$ с лучами

$$\mathbf{k}_1 = \frac{1}{2}\mathbf{b}_3 = \left(\frac{\pi}{2\tau}, \frac{\pi}{2\tau}, 0\right) ;$$
$$\mathbf{k}_2 = \frac{1}{2}\left(\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2\right) = \left(-\frac{\pi}{2\tau}, \frac{\pi}{2\tau}, 0\right) , \quad (2)$$

где $\mathbf{b}_i$ — векторы обратной решетки (здесь и далее использованы обозначения монографии [11]). Структурные искажения, возникающие после перехода, описываются с помощью преобразования двумерного неприводимого представления τ_4 этой звезды. В результате смещений, в которых принимают участие все ионы, кроме ионов кислорода из CuO-слоев, трансляционная симметрия понижается, и диссимметричная фаза описывается пространственной группой $P4_2/mnm$ (D_{4h}^{14}). В примитивной ячейке этой фазы содержится четыре формульных единицы Nd_2CuO_4. Следствием понижения трансляционной симметрии является свертывание ЗБ. В силу симметрии параметра порядка дополнительные фононы в центре ЗБ новой фазы возникают из $X = (1/2, 1/2, 0)$ и $M = (1, 0, 0)$ или ей эквивалентной $Z = (0, 0, 1)$ точек границы ЗБ исходной фазы с симметрией $I4/mmm$. Поскольку смещения ионов малы, а энергии фононов вдали от точки перехода слабо зависят от температуры, все дополнительные к приведенным в соотношении (1) линии будут иметь слабую интенсивность и обладать энергиями, соответствующими энергиям фононов из границы ЗБ исходной фазы. Однако дополнительные линии в фононных спектрах могут появиться не только в результате структурного фазового перехода.

К настоящему времени установлено, что в Nd_2CuO_4 реализуется обменнонеколлинеарная магнитная структура типа «плоский крест» [2,12,13]. Такая структура может возникать как при наличии, так и при отсутствии структурных искажений [4,14,15]. В обоих случаях в магнитной ячейке содержится четыре магнитных иона меди и, следовательно, четыре формульных единицы Nd_2CuO_4. Однако в первом случае структурный фазовый переход предшествует магнитному, и поэтому после манитного перехода магнитная ячейка совпадает с кристаллографической ячейкой парамагнитной фазы с симметрией $P4_2/mnm$. Магнитное упорядочение, происходящее по этой схеме, не меняет числа фононов при $k = 0$, уже возникших после структурного фазового перехода. Во втором случае магнитная ячейка равна учетверенной ячейке парафазы с симметрией $I4/mmm$ и, следовательно, причиной возникновения дополнительных линий однофононного поглощения является магнитное упорядочение.

Рассмотрим один из вариантов структуры типа «плоский крест», реализующийся в Nd_2CuO_4 ниже температуры Нееля T_N в интервале температур 276–75 K и от 30 K вплоть до гелиевых температур [13]. В отсутствие структурных искажений упорядочение такого типа описывается двухкомпонентным параметром порядка, преобразующимся по двумерному неприводимому представлению τ_3 двухлучевой звезды $K13$ группы $I4/mmm$. Его компоненты имеют вид

$$L_{\tau_3}(\mathbf{k}_1) = S_Y(\mathbf{k}_1) - S_X(\mathbf{k}_1) ;$$
$$L_{\tau_3}(\mathbf{k}_2) = S_Y(\mathbf{k}_2) + S_X(\mathbf{k}_2) . \quad (3)$$

Здесь $S_i(\mathbf{k})$ — фурье-компонента равновесного значения спина единственного иона меди из примитивной ячейки группы $I4/mmm$, а лучи звезды $K13$ $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ определены соотношением (2). Магнитная группа симметрии новой фазы — $P_P 4_2/m'mc$ (в других обозначениях $P_C 4_2/ncm$), унитарная подгруппа — $P4_2/ncm$. Зона Бриллюэ-

на, образованная в результате магнитного упорядочения, проходящего по схеме

$$I4/mmm \to P_P 4_2/m'mc,$$

полностью совпадает с ЗБ, которая могла бы возникнуть после структурного перехода

$$I4/mmm \to P4_2/mnm.$$

Поэтому после такого магнитного упорядочения в центре новой зоны будут возникать фононы из тех же X- и M-точек, лежащих на границе исходной ЗБ.

Для определения числа фононов, активных в ИК поглощении после магнитного упорядочения, можно было бы ограничиться анализом состава механического представления на основе шубниковской группы $P_P 4_2/m'mc$. Однако такой подход является неконструктивным, поскольку приложение внешнего магнитного поля и вызванная им перестройка магнитной структуры требуют привлечения для такого анализа другой шубниковской группы. Поэтому дальнейшее рассмотрение будем проводить, опираясь на группу симметрии парамагнитной фазы. В этом случае любые магнитоупорядоченные фазы, возникающие из исходной парамагнитной, могут быть описаны в рамках единого подхода. Кроме того, такое рассмотрение позволяет указать тип магнитных взаимодействий, приводящих к наблюдаемым эффектам.

Исходя из группы симметрии, отвечающей парамагнитной фазе, появление дополнительных линий в результате магнитного упорядочения с мультипликацией ячейки означает, что существуют механизмы, разрешающие однофононное поглощение из границы ЗБ парамагнитной фазы. Очевидно, что это обстоятельство является следствием магнитного упорядочения. Рассмотрим такие механизмы, для простоты ограничиваясь лишь наиболее интенсивными электродипольными механизмами. Согласно работе Мория [16], зависящий от спина оператор электрического дипольного момента кристалла $\hat{P}$ в общем случае может быть представлен в виде

$$\hat{P}_r = \sum_{\substack{ijnm \\ \alpha\beta}} \pi^{rij}_{\alpha\beta}(n-m)\hat{S}^i_\alpha(n)\hat{S}^j_\beta(m) \ , \qquad (4)$$

где π — величины, зависящие от декартовых координат i, j, r; α, β — номера магнитных ионов в ячейке; n и m — расстояния между ячейками; $\hat{S}$ — оператор спина. Наличие магнитоупругих взаимодействий будет приводить к зависимости π от величины смещений не только магнитных, но и немагнитных ионов, участвующих в косвенном обменном взаимодействии, а также ионов окружения, формирующих кристаллическое поле вокруг магнитного иона.

Разложим величины π в ряд по смещениям всех ионов магнетика, ограничимся линейными членами разложения и, перейдя к фурье-представлению для нулевой фурье-компоненты одератора электродипольного момента кристалла $P_r(0)$, получим

$$\hat{P}_r(0) = \sum_{\substack{\alpha\beta\gamma \\ ijtkq}} \pi^{rijt}_{\alpha\beta\gamma}(\mathbf{k}, \mathbf{q})\hat{S}^i_\alpha(-\mathbf{k})\hat{S}^j_\beta(-\mathbf{q})\hat{U}^t_\gamma(\mathbf{k}+\mathbf{q}) \ . \qquad (5)$$

При замене операторов $\hat{S}$ на их равновесные значения S выражение (5) будет описывать спин-зависимое однофононное электродипольное поглощение в магнитоупорядоченной фазе.

Перейдем к линейным комбинациям операторов спинов $L_\tau(\mathbf{k})$ и соответственно операторов смещений $U_\tau(\mathbf{k})$, являющихся базисными функциями неприводимых представлений группы волнового вектора $\mathbf{k}$ пространственной группы $I4/mmm$. Единственным инвариантом, приводящим к однофононному поглощению из края ЗБ, в Nd_2CuO_4 будет слагаемое вида

$$\hat{P}_r(0) = \sum_f \pi^{r(f)}_\tau(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)L_{\tau_3}(-\mathbf{k}_1)L_{\tau_3}(-\mathbf{k}_2)\hat{U}^{(f)}_\tau(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2) \ . \qquad (6)$$

Здесь индекс f нумерует разные линейные комбинации U, преобразующиеся, однако, по одному и тому же неприводимому представлению. После решения динамической задачи и вычисления фононного спектра индекс f будет нумеровать ветви фононов, имеющих симметрию τ.

Из (6) следует, что в отсутствие магнитного поля электродипольный механизм поглощения разрешает процесс поглощения фононами только из M-точки границы ЗБ. Необходимо отметить, что само существование спин-зависимого электродипольного однофононного поглощения возможно только благодаря тому, что магнитный фазовый переход происходит по многолучевому каналу.

Непосредственное вычисление показывает, что для x- и y-поляризаций должны быть отличны от нуля величины $\pi^{x,y(f)}_{\tau_{10}}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, а для z-поляризации — $\pi^{z(f)}_{\tau_8}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$. Здесь τ — номер неприводимых представлений группы волнового вектора M-точки [11]. Анализ механических представлений для этой точки показывает, что имеется пять колебаний с симметрией τ_{10}, в которых принимают участие все ионы магнетика. Таким образом, при нормальном падении неполяризованного излучения на xy-плоскость электродипольный механизм (6) должен приводить к разрешению поглощения

пятью фононами симметрии τ_{10} из M-точки ЗБ группы $I4/mmm$.

Фононы из X-точек зоны Бриллюэна группы $I4/mmm$ могут появляться в спектрах инфракрасного поглощения ниже T_N благодаря менее интенсивному магнитодипольному механизму поглощения.

Механизмы поглощения, возникающие после магнитного фазового перехода, являются спин-зависимыми, и поэтому на них можно воздействовать магнитным полем. Приложение внешнего магнитного поля может приводить как к появлению новых линий, так и к подавлению уже существующих. Появление новых линий является тривиальным, поскольку понижение симметрии кристалла при наличии магнитного поля ведет к разрешению новых, ранее запрещенных фононных линий даже в немагнитных кристаллах. В то же время можно легко показать, что в Nd_2CuO_4 при наличии структурных искажений приложение магнитного поля не может привести к подавлению уже существующих линий. Поэтому подавление однофононного поглощения в Nd_2CuO_4 в магнитном поле будет однозначно свидетельствовать о том, что обусловливающий его механизм поглощения связан с магнитным упорядочением в отсутствие структурных искажений.

Наиболее существенная перестройка магнитной структуры Nd_2CuO_4 происходит в магнитном поле параллельном xy-плоскости [12,17,18]. При ориентации поля H параллельно x- или y-оси при отсутствии структурных искажений обменнонеколлинеарная структура «плоский крест» превращается в обменноколлинеарную [18]. Этот спин-переориентационный магнитный фазовый переход является переходом второго рода и происходит в магнитном поле H_c напряженностью порядка долей тесла [12,19]. Для случая H ||(100) величины (3) зависят от поля следующим образом [18].

Фаза I. $0 \le H \le H_c$ (обменнонеколлинеарная).

$$L_{\tau_3}(\mathbf{k}_1) = 8^{1/2} S \left(1 + H^2/H_c^2\right)^{1/2} ;$$

$$L_{\tau_3}(\mathbf{k}_2) = 8^{1/2} S \left(1 - H^2/H_c^2\right)^{1/2} . \qquad (7)$$

Фаза II. $H_c \le H \le H_{ex} \approx 10^3$ Тл (обменноколлинеарная).

$$L_{\tau_3}(\mathbf{k}_1) \approx 4S \; ; \quad L_{\tau_3}(\mathbf{k}_2) = 0 . \qquad (8)$$

Здесь S — среднее значение спина иона меди при данной температуре.

Как следует из (6), (8), в магнитных полях больших H_c поглощение фононами из M-точки ЗБ будет подавлено. Очевидно, что при наличии структурных искажений такое подавление не происходит.

Внешнее магнитное поле приводит к возникновению дополнительных спин-зависимых электродипольных механизмов поглощения. В частности, в фазе II возникает электрический дипольный момент, связанный с возбуждениями фононов из $X(\mathbf{k}_1)$-точки ЗБ, линейный по магнитному параметру порядка $L_{\tau_3}(\mathbf{k}_1) \approx 4S$ и магнитному полю:

$$\hat{P}_i(0) = \sum_f \tilde{\pi}^{i(f)}_{\tau_i}(\mathbf{k}_1) 4SH \hat{U}^{(f)}_{\tau_i}(\mathbf{k}_1) . \qquad (9)$$

Проведенный нами анализ показывает, что вследствие этого механизма в x, y-поляризации должны возбуждаться колебания ионов Cu и Nd с симметрией τ_4 и τ_6 из $X(\mathbf{k}_1)$-точки ЗБ.

Для экспериментального исследования ИК спектров использовался фурье-спектрометр с измерительной ячейкой, позволяющей охлаждать исследуемые образцы до температуры жидкого азота и не содержащей дополнительных окон. Поскольку кристаллы Nd_2CuO_4 в дальней инфракрасной области спектра практически непрозрачны, в эксперименте регистрировались спектры отражения, которые затем обрабатывались с помощью стандартной процедуры Крамерса—Кронига. Нами исследовались спектры отражения Nd_2CuO_4 от xy-плоскости образца в геометрии, близкой к нормальному падению излучения. При такой геометрии эксперимента должны наблюдаться только линии поглощения, связанные с возникновением x- и y-компонент электро- и магнитодипольных моментов.

В качестве приемника инфракрасного излучения использовался неизотермический сверхпроводниковый болометр. Его интегральный коэффициент преобразования равнялся 10^4 В/Вт при динамическом диапазоне $2 \cdot 10^5$. Столь широкий динамический диапазон принципиально необходим для приемника фурье-спектрометра, поскольку искажения формы интерферограммы приводят не только к амплитудным, но и к частотным искажениям регистрируемых спектров. Применение сверхпроводникового болометра позволило более чем на порядок улучшить отношение сигнал–шум при исследовании слабых линий в спектрах поглощения Nd_2CuO_4. Внешнее магнитное поле создавалось самарий–кобальтовыми магнитами. Его максимальная напряженность составляла 0,2 Тл.

Рассмотрим условия, необходимые для проведения эксперимента. Все спин-зависимые механизмы возникновения поглощения из границы ЗБ оп-

ределяются величиной намагниченности ионов меди. Для того чтобы при $T_N = 276$ K она практически достигла насыщения, достаточно понизить температуру образца до 100–150 K. Учитывая, что при температуре 75 K в Nd_2CuO_4 происходит спин-переориентационный переход, для упрощения анализа результатов измерения проводились при 150 K. По данным работ [12,19], при $T = 10$ K величина H_c составляла 0,2 Тл. При температуре 150 K его величина оказалась весьма малой, так что во внешнем поле напряженностью 0,05 Тл этот переход заведомо завершался.

Образцы были приготовлены из высококачественных монокристаллов, выращенных по методу управляемой кристаллизации с поверхности раствор–расплав, и представляли собой пластинки площадью 5×5 мм с осью четвертого порядка, перпендикулярной их поверхности*.

Спектры отражения Nd_2CuO_4 при температуре 150 K в отсутствие и после приложения внешнего магнитного поля представлены на рис. 1. В целом они совпадают с приведенным в [7, рис. 3,*а*] спектром при 10 K для такой же геометрии эксперимента. Сравнение полученных данных и данных работы [7] с результатами экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов при комнатной температуре [6] показывает, что спектральное положение линий основных E_u-фононов, соответствующих высокотемпературной фазе $I4/mmm$ (см. (1)), и нейтронных пиков той же симметрии из Г-точки ЗБ практически совпадает. Слабая зависимость от температуры энергии основных фононов в Nd_2CuO_4 позволяет использовать данные работы [6] и для идентификации тех фононов из границ ЗБ, которые проявляются в спектрах поглощения после мультипликации элементарной ячейки.

В настоящей работе так же, как и в [7], в спектрах поглощения наблюдался ряд слабых линий, не укладывающихся в рамки классификации (1). Для установления причин их возникновения нами были проведены измерения во внешнем магнитном поле, превышающем величину поля H_c, перестраивающего магнитную структуру [13,14]. Оказалось, что внешнее поле, приложенное вдоль оси (100), «чувствуют» линии на частотах 170 и 320 $см^{-1}$. Эти частоты не отвечают ни одной из частот колебаний E_u-симметрии, определенной в работе [7]. Соответствующие им участки спектров поглощения Im (ε) представлены на рис. 2.

Обсудим возможность идентификации указанных линий поглощения. Их многочастичное происхождение представляется маловероятным, поскольку они имеют небольшую ширину. Среди нижайших энергетических уровней иона Nd^{3+}

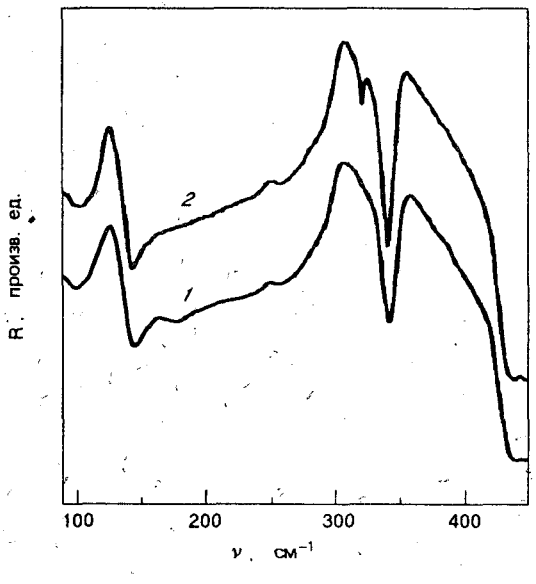

Рис. 1. Спектры отражения Nd_2CuO_4 при температуре 150 K. $H = 0$ (*1*); $H = 0{,}05$ Тл (*2*).

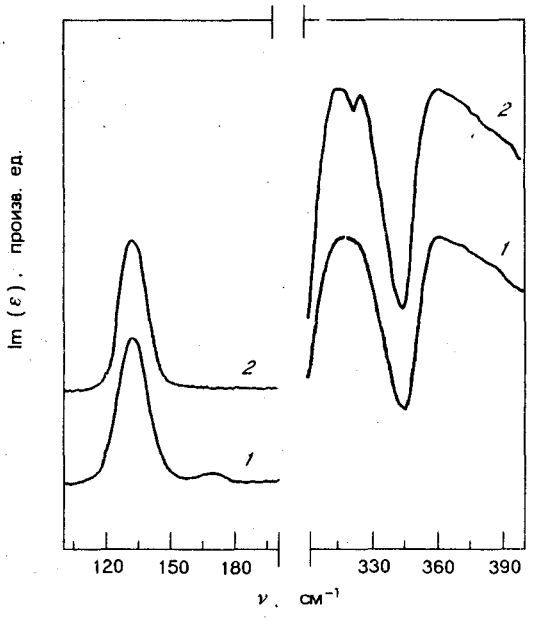

Рис. 2. Линии поглощения на частотах 170 и 320 $см^{-1}$, «чувствующие» магнитное поле. $H = 0$ (*1*); $H = 0{,}05$ Тл (*2*).

* Благодарим С. Н. Барило за предоставление высококачественных монокристаллов Nd_2CuO_4.

имеется крамерсов дублет, соответствующий переходу $\Gamma_8 \to \Gamma_7$, с энергией 170 $см^{-1}$ [20]. В работе [10] данное возбуждение наблюдалось методом комбинационного рассеяния света, и поэтому в кристалле с точечной группой симметрии D_{4h} в силу правила альтернативного запрета такое возбуждение не может проявляться в ИК спектрах.

Приведенные в работе [6] значения энергий граничных фононов показывают, что эти линии могут соответствовать фононам как из X-, так и из M-точек ЗБ фазы $I4/mmm$. Поскольку линия на частоте 170 $см^{-1}$ подавляется внешним полем, она, по нашему мнению, «происходит» из M-точки, а проявляющаяся в поле линия с частотой 320 $см^{-1}$ — из X-точки ЗБ. Характерное изменение интенсивности этих линий при приложении внешнего магнитного поля однозначно указывает на отсутствие структурных искажений в Nd_2CuO_4, во всяком случае при температурах выше 150 K.

Авторы выражают благодарность В. В. Еременко за обсуждение работы и Н. Ф. Харченко за полезную критику.

Исследования, описанные в этой публикации, выполнены при финансовой поддержке Международного научного фонда, грант No U2U000.

1. S. Skanthakumar, H. Zhang, T. W. Clinton, W.-H. Li, J. W. Lynn, Z. Fisk, and S.-W. Cheong, *Physica* C160, 124 (1989).
2. D. Petitgrand, A. H. Moudden, P. Galez, and P. Boutrouill, *J. Less. Common Met.* 164–165, 768 (1990).
3. O. Kondo and M. Ono, *JMMM* 90–91, 79 (1990).
4. В. А. Блинкин, И. М. Витебский, О. Д. Колотий, Н. М. Лавриненко, В. П. Семиноженко, В. Л. Соболев, *ЖЭТФ* 98, 2098 (1990).
5. I. Vitebsky, A. Eremenko, Yu. Pashkevich, V. Sobolev, and S. Fedorov, *Physica* C178, 189 (1991).
6. L. Pintschovius, N. Pyka, W. Reichardt, A. Yu. Rumyantsev, N. L. Mitrofanov, A. S. Ivanov, and P. Bourges, *Physica* C185–189, 156 (1991).
7. M. K. Crawford, G. Burns, G. V. Chandrashekhar, F. H. Dacol, W. E. Farneth, E. M. McCarron III, and R. J. Smalley, *Phys. Rev.* B41, 8933 (1990).
8. S. Sugai, T. Kobayashi, and J. Akimitsu, *Phys. Rev.* B40, 2686 (1989).
9. M. Udagava, Y. Nagaoka, N. Ogita, M. Masada, J. Akimitsu, and K. Ohbayashi, *Phys. Rev.* B49, 585 (1994).
10. S. Jandl, M. Iliev, C. Thomsen, T. Ruf, M. Cardona, B. M. Wanklyn, and C. Chen, *Solid State Commun.* 87, 609 (1993).
11. О. В. Ковалев, *Неприводимые и индуцированные представления и копредставления федоровских групп*, Наука, Москва (1986).
12. A. S. Cherny, E. N. Khats'ko, G. Chouteau, J. M. Louis, A. A. Stepanov, P. Wyder, S. N. Barilo, and D. I. Zhigunov, *Phys. Rev.* B45, 12600 (1992).
13. S. Skanthakumar, J. W. Lynn, J. L. Peng, and Z. Y. Li, *Phys. Rev.* B47, 6173 (1993).
14. D. A. Yablonsky, *Physica* C182, 105 (1991).
15. В. Н. Криворучко, А. А. Шестаков, Д. А. Яблонский, *ФНТ* 18, 1230 (1992).
16. T. Moriya, *J. Appl. Phys.* 39, 1042 (1968).
17. В. А. Блинкин, Ю. Г. Пашкевич, В. В. Еременко, С. А. Звягин, В. В. Пишко, *ФНТ* 18, 1215 (1992).
18. V. L. Sobolev, H. L. Huang, I. M. Vitebsky, A. N. Knigavko, and Yu. G. Pashkevich, *Phys. Rev.* B48, 3417 (1993).
19. С. В. Жерлицин, Г. А. Звягина, В. Д. Филь, И. М. Витебский, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, *ФНТ* 19, 1318 (1993).
20. C.-K. Loong and J. Soderholm, *Phys. Rev.* B48, 14001 (1993).

On the structure distortions in Nd_2CuO_4

Yu. G. Pashkevich, V. V. Pishko,
V. V. Tsapenko, and A. V. Eremenko

The present paper is concerned with one-phonon IR absorption in Nd_2CuO_4 associated with magnetic ordering which is accompanied by a multiplication of a crystallographic cell. It is shown that magnetic ordering of the «plane cross» type results in the spin dependent phonon absorption from the Brillouin zone boundary of the paramagnetic phase and affects the phonon spectra similarly to the structure phase transition. The mechanisms of such absorption are considered from the M-point of the Brillouin zone boundary induced by magnetic ordering and from the X-point induced by an applied magnetic field. The measurements performed in a magnetic field exceeding that of the spin-reorientation phase transition made it possible to detect one-phonon absorption from the X-point of the Brillouin zone and the suppression of one-phonon absorption from the M-point and showed the absence of structure distortions in Nd_2CuO_4 at temperatures above 150 K.