

Влияние электрического поля на рассеяние нейтронов в магнониобате свинца

© С.Б. Вахрушев, А.А. Набережнов, Н.М. Окунева, Б.Н. Савенко*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская обл., Россия

E-mail: s.vakhrushev@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 13 марта 1998 г.)

Исследована температурная зависимость интенсивности брэгговского и поперечной компоненты квазиупругого рассеяния нейтронов на монокристаллах модельного релаксора $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN) при различных величинах приложенного электрического поля. Показано, что приложение поля с $E > E_{th} \approx 1.6 \text{ kV/cm}$ приводит к увеличению интенсивности упругого рассеяния и уменьшению интенсивности поперечной части диффузного рассеяния, причем при температурах ниже 230 К и при $E > 6 \text{ kV/cm}$ интенсивность упругого рассеяния выходит на насыщение, а температурно-зависящая часть поперечной компоненты диффузного рассеяния практически полностью подавляется. Полученные температурные и полевые зависимости интенсивности брэгговских отражений типа $(h00)$ и $(hh0)$ подтверждают как наличие значительных смещений ионов свинца относительно идеальных перовскитных положений, так и существование в сильных электрических полях индуцированного фазового перехода в сегнетофазу при температуре ниже 250 К.

Разупорядоченные перовскитоподобные соединения с размытым фазовым переходом (ФП) — релаксаторы — давно являются объектом пристального внимания и представляют немалый интерес с точки зрения фундаментальной науки, а также благодаря тому, что многие из них обладают уникальными физическими свойствами и вследствие этого являются перспективными технологическими материалами. Магнониобат свинца $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN) можно рассматривать как модельный кристалл для исследования релаксаторов. В PMN неизоэлектронные ионы Mg^{2+} и Nb^{5+} с вероятностями 1/3 и 2/3 соответственно распределены в кристаллографически эквивалентных позициях В-подрешетки в центре кислородного октаэдра, а положения А-подрешетки в вершинах кубической элементарной ячейки заняты ионами Pb^{2+} . Можно ожидать, что такое случайное распределение зарядов приводит к возникновению локальных электрических полей, случайно распределенных как по величине, так и по направлению, а также к случайному характеру взаимодействия между возникающими дипольными моментами. В настоящее время накоплен достаточно обширный экспериментальный материал, относящийся к исследованию этого и подобных ему соединений, однако микроскопическая природа низкотемпературной фазы до сих пор является предметом широкой дискуссии. Ряд наблюдаемых особенностей, таких как частотная зависимость температуры и величины максимума диэлектрической проницаемости [1], логарифмический характер дисперсии величины ϵ [1,2] при температуре ниже температуры максимума, акустические аномалии [3], удалось в последнее время описать в рамках модели ФП в состоянии типа дипольного стекла [3,4]. В ряде статей (например, в работах [4,9]) показано, что наблюдаемые особенности макроскопического поведения PMN

в постоянных электрических полях зависят от режима приложения электрического поля к образцу, величины этого поля и предыстории самого образца, что также в целом согласуется со стеклоподобной моделью ФП. Поэтому несомненный интерес представляют исследования изменения характера рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей на монокристалле PMN в зависимости от величины и режимов приложения электрического поля к образцу, поскольку именно такие исследования могут дать информацию о микроскопике происходящих в образце процессов. Данная работа посвящена решению подобной задачи и продолжает цикл работ авторов [4,9–11], посвященных изучению особенностей рассеяния нейтронов на разупорядоченных объектах.

1. Методика эксперимента

Исследования проводились на двух монокристаллах PMN: первый представлял собой параллелепипед размером $3 \times 3.7 \times 10 \text{ mm}$, а второй — плоскопараллельную пластину $12 \times 7 \text{ mm}$ толщиной 2.2 mm. Качество монокристаллов контролировалось по результатам измерений кривых качания на γ -дифрактометре, при этом ширина кривой качания составляла величину порядка $1'$. При проведении измерений в электрическом поле направление вектора \mathbf{E} было близко к направлению $[110]$ в кристалле. Исследования проводились на трехосном нейтронном спектрометре "Нейтрон-3" на реакторе ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) и на нейтронном дифрактометре по времени пролета ДН-2 на импульсном реакторе ИБР-2 (ЛНФ ОИЯИ, Дубна). В обоих случаях кристалл устанавливался таким образом, что ось $[1\bar{1}0]$ была направлена вертикально вверх. При проведении экспериментов на спектрометре "Нейтрон-3" длина волны падающих ней-

тронов λ составляла 1.28 \AA , в качестве монохроматора и анализатора использовались монокристаллы меди с отражающими плоскостями (111). Сканирование обратного пространства проводилось в продольном и поперечном направлениях относительно вектора обратной решетки τ . Процедура обработки полученных результатов подробно изложена в [10], при этом фон полагался линейным и определялся по "крыльям" полученных распределений интенсивности брэгговского и диффузного рассеяния. На всех приводимых в дальнейшем рисунках фон вычтен. Измерения на дифрактометре ДН-2 проводились с использованием позиционно-чувствительного линейного детектора, что позволяло одновременно получать двумерные распределения интенсивности рассеяния нейтронов вблизи нескольких узлов одного семейства. Измерения проводились в температурном интервале от 300 до 90 К (при этом точность определения температуры была не хуже 1 К), причем при исследованиях в электрических полях поле прикладывалось при комнатной температуре, а охлаждение и измерения проводились в этом поле (аналог field cooled (FC) режима при исследовании спиновых стекол). После каждого охлаждения проводился отогрев кристалла без поля до температуры $\approx 360 \text{ K}$, при которой кристалл выдерживался около 1.5 h. Контроль восстановления исходного состояния проводился по интенсивности брэгговских отражений.

2. Измерения в нулевом электрическом поле

При исследовании рассеяния нейтронов вблизи различных узлов обратной решетки было обнаружено, что наблюдается квазиупругое рассеяние двух типов. Вблизи узлов типа $(2h 2k 2l)$ (например, (200), (400)) интенсивность рассеяния слабо росла с увеличением температуры, причем изоинтенсивные линии оказались вытянутыми в направлении вектора обратной решетки. Вблизи узлов типа $(2h + 1 2k + 1 2l)$ наблюдаемое рассеяние имело совершенно другой вид: с понижением температуры его интенсивность резко возрастала (рис. 1), а изодиффузные линии были вытянуты в направлении, перпендикулярном вектору рассеяния τ , т.е. температурно-зависимая часть рассеяния носила явно выраженный поперечный характер [12]. Следует также отметить, что форма изодиффузных линий этого рассеяния была близка к теоретически ожидаемым для рассеяния на критических сегнетофлуктуациях лемнискатоподобным кривым [13]. Обработка результатов, полученных как в этом эксперименте, так и ранее, показала [10], что интенсивность этого рассеяния хорошо описывается формулой Орнштейна–Цернике $I(q) \sim 1/(q^2 + \kappa^2)$, где $\kappa = 1/R$ — обратный радиус корреляции, а q — приведенный волновой вектор. При $q \gg \kappa$ зависимость $I(q)$ хорошо аппроксимируется степенным законом $q^{-\alpha}$ с параметром $\alpha = 2$; таким образом, в нейтронном эксперименте в отличие от работы [11], выполненной на синхротрон-

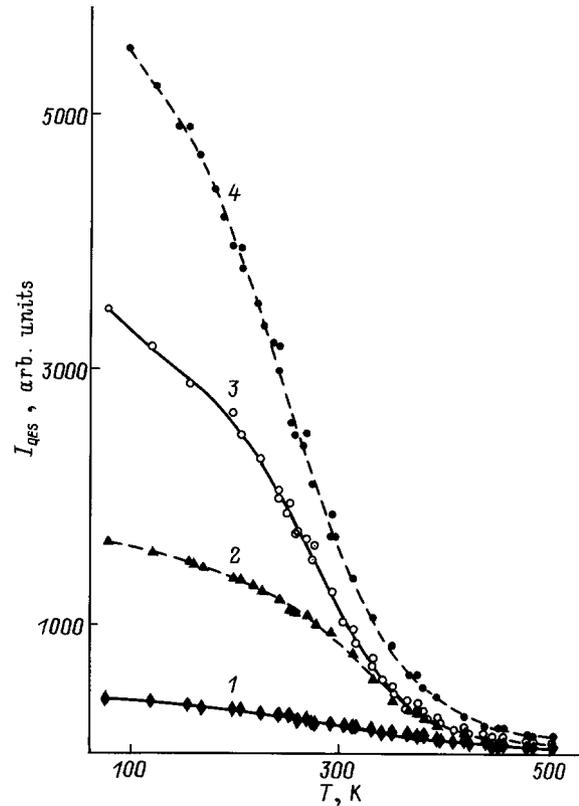


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности квазиупругого рассеяния вблизи узла (330) при $q = 0.1a^*$ (1), $0.04a^*$ (2), $0.03a^*$ (3), $0.02a^*$ (4).

ном источнике, нам не удалось обнаружить отклонения формы линии от лоренциана, что, по-видимому, связано с недостаточно высоким разрешением, приводящим к кажущемуся понижению степени в зависимости $I(q)$ за счет свертки с аппаратной функцией.

Таким образом, температурная зависимость интенсивности наблюдаемого диффузного рассеяния, форма изодиффузных кривых и вид зависимости обратного радиуса корреляции κ от температуры позволяют утверждать, что данный тип рассеяния связан с рассеянием на сегнетофлуктуациях, причем с понижением температуры "плотность" этих флуктуаций возрастает, однако при этом ФП в упорядоченное состояние не происходит. Первый тип рассеяния, наблюдаемый наиболее отчетливо вблизи узлов типа $(2h 2k 2l)$, где критическое рассеяние оказывается сильно подавленным, является, по-видимому, хуанговским рассеянием на микроскопических упругих деформациях решетки.

Температурная зависимость интенсивности брэгговского рассеяния исследовалась на дифрактометре ДН-2. Полученные после вычитания вклада диффузного рассеяния температурные зависимости интенсивности отражений типа $(hh0)$ приведены на рис. 2 (светлые кружки), из которого хорошо видно, что при понижении температуры они слабо и монотонно возрастают. Такой

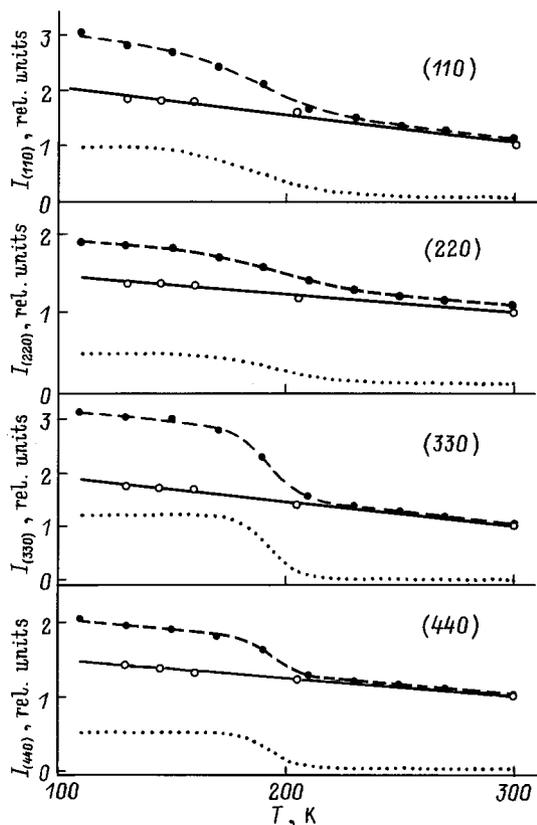


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности брэгговского рассеяния для отражений типа $(hh0)$ в нулевом электрическом поле (светлые кружки) и в поле 6 kV/cm (темные кружки). Пунктирная кривая — изменение (приращение) интенсивности рассеяния при приложении электрического поля 6 kV/cm .

рост объясняется изменением фактора Дебая–Валлера при понижении температуры и качественно согласуется с данными, полученными при рассеянии рентгеновских лучей в [14]. Экспериментальные точки в данном случае неплохо описываются линейным законом.

3. Измерения брэгговского и диффузного рассеяния в электрическом поле

На рис. 3 показано поведение интенсивности брэгговского рассеяния в узле (330) и интенсивности диффузного рассеяния вблизи этого узла (для $q = 0.025a^*$ и $0.035a^*$, где a^* — параметр обратной решетки) в зависимости от величины приложенного электрического поля для двух температур: 260 K (a) и 180 K (b). Указанные температуры находятся соответственно выше и ниже наблюдаемых нами ранее [4] точек расщепления температурных зависимостей интенсивностей брэгговского и диффузного рассеяния при измерениях в режимах FC и ZFC (охлаждение в нулевом поле). Значения q были выбраны большими $0.02a^*$, так как результаты

обработки экспериментальных данных показывают, что при этих значениях q вклад от брэгговского рассеяния в диффузное практически отсутствует, а из результатов по неупругому рассеянию нами было установлено, что за счет достаточно высокого разрешения при настройке прибора на энергию $\omega = 0$ вклад от неупругого рассеяния на поперечных акустических фоновых пренебрежимо мал. Из рис. 3 хорошо видно, что увеличение приложенного поля приводит к росту брэгговского рассеяния и одновременно к подавлению части наблюдаемого диффузного рассеяния. Оба эффекта особенно явно проявляются при температурах ниже точки расщепления, что хорошо видно из рис. 3, b. Следует также отметить, что при 180 K зависимость интенсивности диффузного рассеяния от величины поля носит резкий (пороговый) характер с $E_{\text{th}} \approx 1.6 \text{ kV/cm}$ (в пересчете на направление [111]). При больших величинах приложенного поля ($\approx 6.5 \text{ kV/cm}$) форма наблюдаемого в эксперименте распределения интенсивности заметно меняется (рис. 4). При температурах ниже точки расщепления кривых FC и ZFC интенсивность брэгговского рассеяния выходит на насыщение; поперечная компонента диффузного рассеяния существенно уменьшается, при этом описать форму наблюдаемого рассеяния лоренцианом уже не удается, а при $q \gg \kappa$ зависимость $I(q)$ аппроксимируется

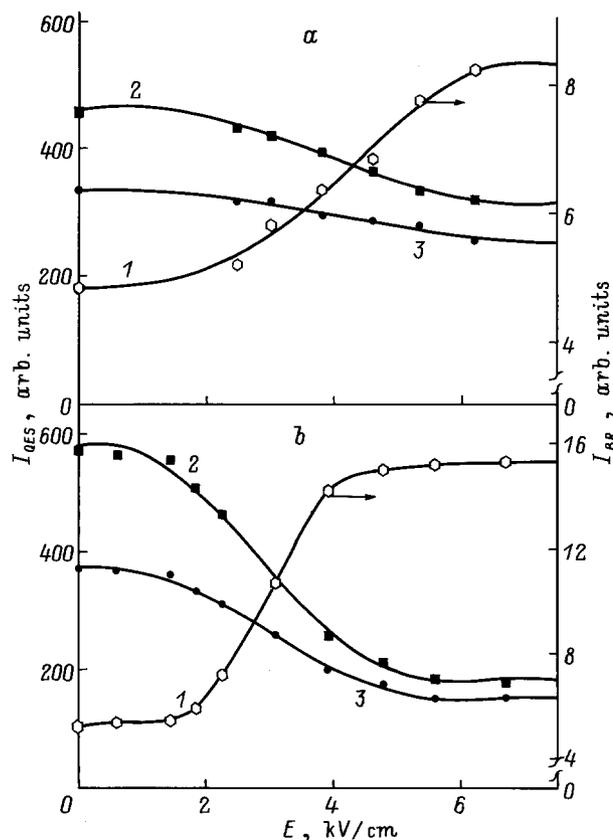


Рис. 3. Зависимость интенсивности брэгговского (1) и диффузного рассеяния (для значений $q = 0.025a^*$ (2) и $0.035a^*$ (3)) от величины приложенного поля при 260 K (a) и 180 K (b) для узла (330).

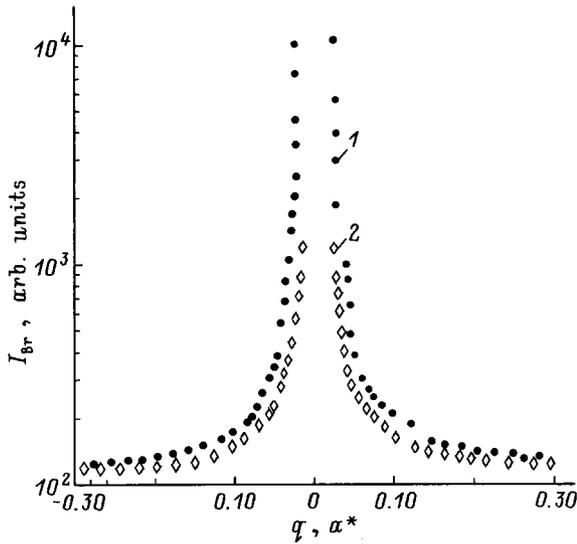


Рис. 4. q -зависимость интенсивности наблюдаемого рассеяния вблизи брэгговского отражения (110) при 210 К. $E = 0$ (1) и 6.5 kV/cm (2).

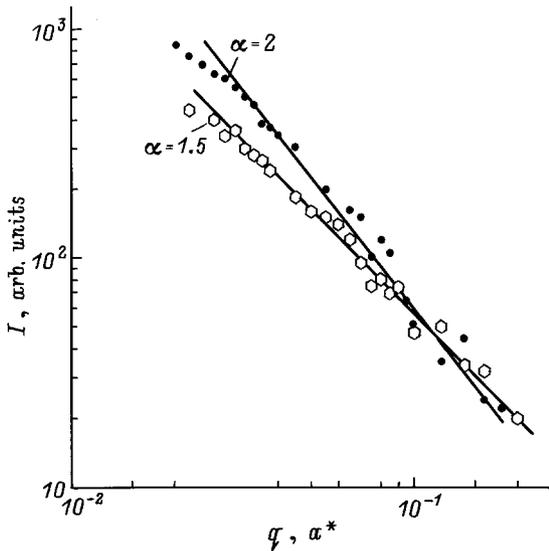


Рис. 5. Зависимость интенсивности диффузного рассеяния от величины приведенного волнового вектора вблизи узла (110) при 210 К. $E = 0$ (темные точки) и 6.5 kV/cm (светлые точки).

степенным законом $q^{-\alpha}$ с $\alpha \approx 1.5$. Таким образом, при приложении электрического поля величина параметра α изменяется от двух для $E = 0$ до $\alpha = 1.5$ для $E = 6.5$ kV/cm (рис. 5), а интенсивность остающейся компоненты зависит от величины q и в то же время практически не зависит от температуры и поля. Такое значение параметра α в сильных полях несколько удивительно и, видимо, связано с уже упоминавшимся выше формальным занижением показателя степени в зависимости $I(q)$ в нейтронном эксперименте. Что касается физической природы остающегося диффузного рассеяния, то можно указать несколько возможных его источников: во-первых,

это не подавленные до конца критические флуктуации; во-вторых, рассеяние на доменных стенках, поскольку, как показано в [15], возникающее сегнетоэлектрическое состояние не является мономодальным. Совершенно очевидно, что вопрос о типе функции для описания такой суперпозиции различных типов рассеяния является достаточно сложным с теоретической точки зрения и требует дальнейшего изучения.

Нами также были проведены измерения температурной зависимости интенсивности поперечной компоненты диффузного рассеяния в сильных электрических полях. Полученные при нескольких значениях приведенного волнового вектора q вблизи узла (330) результаты двух различных серий измерений, выполненных на спектрометре "Нейтрон-3" (темные точки) и времяпролетном дифрактометре ДН-2 (светлые точки), приведены на рис. 6. Как видно из этого рисунка, данные хорошо совпадают при $q = 0.05a^*$ и $0.03a^*$, а имеющееся некоторое расхождение при $q = 0.02a^*$ связано с тем, что это значение q находится практически на границе аппаратного разрешения дифрактометра ДН-2. Легко видеть, что при всех q наблюдается явно выраженный максимум, причем его положение смещается в сторону низких температур при уменьшении q . Такое поведение $I_{QES}(q)$ свидетельствует о том, что при охлаждении в поле в кристалле сначала "вымораживаются" кластеры с малым пространственным масштабом, а чем кластеры крупнее, тем ниже температура их "вымораживания".

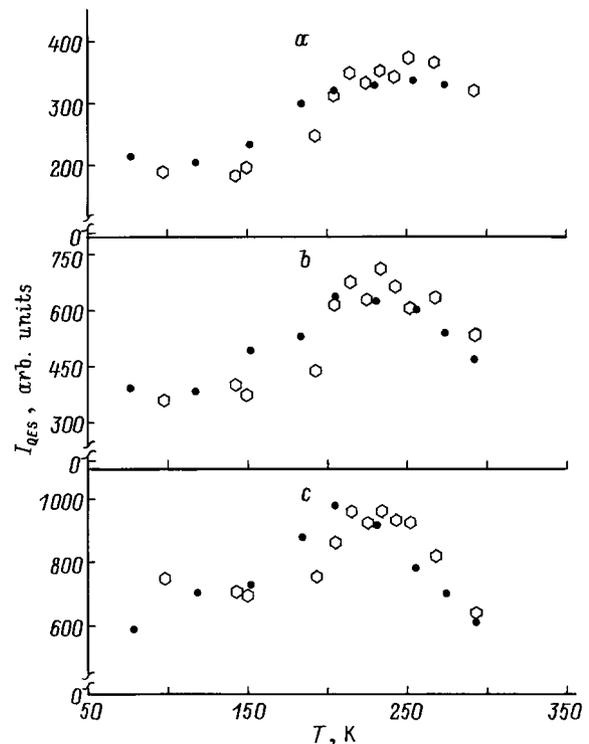


Рис. 6. Температурная зависимость интенсивности диффузного рассеяния вблизи узла (330) в электрическом поле 6 kV/cm при значениях $q = 0.05a^*$ (a), $0.03a^*$ (b) и $0.02a^*$ (c).

Относительные интегральные интенсивности брэгговских отражений типа $(hh0)$ и $(h00)$

(hkl)	(200)	(400)	(600)	(300)	(500)	(110)	(330)	(220)	(440)
I_2/I_1	1.23	1.27	1.44	1.64	1.66	2.18	2.62	1.56	1.72

Теперь обсудим возможные причины наблюдаемого в эксперименте роста интенсивности брэгговского рассеяния. Можно предположить, что этот рост связан с изменением экстинкции за счет перестройки мозаичной структуры кристалла под действием сильного приложенного электрического поля. Наиболее простым способом проверки этого предположения является изучение поведения интенсивности брэгговского отражения в зависимости от длины волны падающих нейтронов. С этой целью был поставлен специальный эксперимент на дифрактометре ДН-2, в котором измерялось поведение интенсивностей брэгговских отражений типа $(hh0)$ и $(h00)$ для кристалла в форме параллелепипеда размером $3 \times 3.7 \times 10$ мм, при $E = 0$ и 6 кВ/см. В данном случае использование времяпролетной методики позволяло в одной геометрии и для одного и того же угла 2θ (в эксперименте угол 2θ был 118° для отражений типа $(h00)$ и примерно 160° для отражений $(hh0)$) проводить измерения интенсивности соответствующих семейств брэгговских отражений на разных длинах волн падающих нейтронов.

В таблице приведены интегральные интенсивности брэгговского рассеяния при 190 К в поле 6 кВ/см (I_2), нормированные на их значения при комнатной температуре в нулевом поле (I_1). Ошибка определения отношений интенсивностей не превышала 1% для сильных отражений (типа $(2h\ 2k\ 2l)$) и 2% для прочих.

Из таблицы хорошо видно, что интенсивность отражений с большими (hkl) возрастает быстрее, чем для отражений с меньшими (hkl) , т.е. наблюдаемый рост противоречит предположению об его экстинкционной природе [16]. Тем не менее, имея приведенный набор отношений интегральных интенсивностей для различных отражений, мы попытались определить экстинкционные параметры, однако оказалось, что удовлетворительно описать данные не удастся: процесс подгонки либо не сходился, либо приводил к нефизичным значениям параметров. Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемый рост интегральной интенсивности отражения нейтронов при приложении электрического поля не связан с изменением экстинкции под действием поля. Косвенным подтверждением этого вывода являются также результаты изучения временной зависимости интенсивности отражения (222) кубической фазы, полученные в работе [15] при $T = 175$ К и $E = 3$ кВ/см.

Другая возможность объяснить наблюдаемый рост интенсивности может быть связана с наличием в исходном состоянии кристалла больших случайных по величине и направлению смещений ионов, т.е. локальная симметрия оказывается отличной от кубической. В таком случае величина структурного фактора для произвольного отражения оказывается меньше теоретически ожидаемой для

перовскитной структуры. Приложение сильного электрического поля может приводить к упорядочению этих смещений и как следствие к возрастанию структурного фактора в целом.

Хорошо известно, что в кубических перовскитоподобных соединениях структурные факторы имеют следующий вид:

$$(2h\ 2k\ 2l) \quad F = f_{Pb} \exp(-M_{Pb}) + f_{Mn} \exp(-M_{Mn}) + 3f_0 \exp(-M_O),$$

$$(2h+1\ 2k\ 2l) \quad F = f_{Pb} \exp(-M_{Pb}) - f_{Mn} \exp(-M_{Mn}) - f_0 \exp(-M_O),$$

$$(2h+1\ 2k+1\ 2l) \quad F = f_{Pb} \exp(-M_{Pb}) + f_{Mn} \exp(-M_{Mn}) - f_0 \exp(-M_O),$$

$$(2h+1\ 2k+1\ 2l+1) \quad F = f_{Pb} \exp(-M_{Pb}) - f_{Mn} \exp(-M_{Mn}) + 3f_0 \exp(-M_O),$$

где $f_{Mn} = (1/3)f_{Mg} + (2/3)f_{Nb}$, f — соответствующие структурные амплитуды рассеяния нейтронов, а M_i — факторы Дебая–Валлера. Для отражений типа $(2h\ 2k\ 2l)$ F_{hkl} максимален и равен сумме атомных амплитуд f_i , умноженных на соответствующий фактор Дебая–Валлера; таким образом, легко видеть, что эта величина F_{hkl} ни при каких структурных перестройках возрасти не может. В то же время при исследовании температурной зависимости интенсивности брэгговских отражений в сильном (≈ 6 кВ/см) электрическом поле нами был обнаружен явно выраженный рост интенсивности отражений типа $(2h\ 2k\ 2l)$ (рис. 7), что свидетельствует в пользу вышеизложенных соображений о наличии значительных смещений ионов. Следует также отметить, что для отражений типа $(2h + 1\ 2k\ 2l)$ и $(2h + 1\ 2k + 1\ 2l)$ при понижении температуры наблюдается более существенный рост интенсивности, чем для отражений типа $(2h\ 2k\ 2l)$. Это позволяет высказать предположение о том, что в исходном состоянии (без приложенного поля) именно вклад свинца в структурный фактор в наибольшей степени ослаблен. Действительно,

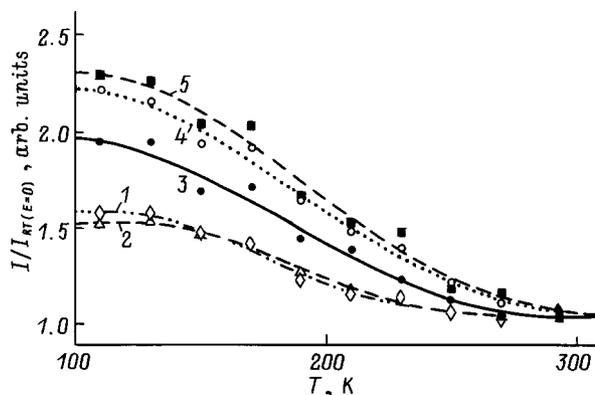


Рис. 7. Температурная зависимость интенсивности брэгговских отражений типа $(h00)$ при охлаждении в электрическом поле 6 кВ/см: 1 — (200), 2 — (400), 3 — (600), 4 — (300), 5 — (500).

амплитуда ядерного рассеяния тепловых нейтронов на свинце ($0.94 \cdot 10^{-12}$ см) в 1.3 раза больше, чем на ниобии ($0.71 \cdot 10^{-12}$ см), и почти в 2 раза превышает соответствующую величину для кислорода ($0.58 \cdot 10^{-12}$ см) и магния ($0.52 \cdot 10^{-12}$ см). Таким образом, для отражений типа $(2h\ 2k\ 2l)$ вклад свинца относительно невелик, и его увеличение приводит к относительно небольшому росту интенсивности. В то же время для отражений $(2h + 1\ 2k\ 2l)$ и $(2k + 1\ 2k + 1\ 2l)$ относительный вклад свинца гораздо выше, и любое его изменение должно сказываться более существенно на интенсивности рассеяния, причем для рефлексов типа $(2h + 1\ 2k + 1\ 2l)$ следует ожидать более значительного роста, так как в их структурный фактор входит разность амплитуд для свинца и остальных атомов. Полученные экспериментальные данные приведены на рис. 2 и 7 и хорошо согласуются с изложенными ранее соображениями. Таким образом, наблюдаемое поведение интенсивностей служит фактическим подтверждением обнаруженных в [17] значительных смещений ионов свинца из идеальных кристаллографических перовскитных положений и согласуется с результатами работы [18], в которой показано присутствие в кристалле PMN аномально больших среднеквадратичных статических атомных смещений.

На рис. 2, где приведены температурные зависимости интенсивности рассеяния нейтронов для рефлексов типа $(hh0)$ в поле 6 кВ/см (темные кружки), хорошо видно, что при охлаждении кристалла до температуры ~ 250 К наблюдается небольшое возрастание интенсивности рассеяния по отношению к величинам, полученным в нулевом поле (сплошная прямая и светлые кружки на рисунке). При более низкой температуре скорость роста интенсивности рассеяния существенно увеличивается; изменение (приращение) интенсивности δI показано на рис. 2 пунктирной кривой. Следует отметить, что для ферродисторсионных переходов ($q_s = 0$) изменение интенсивности брэгговских рефлексов вблизи T_c пропорционально η^2 [19], где η — параметр порядка, а вид температурной зависимости η^2 в сильных полях (при $E > E_{\text{crit}}$) [20] качественно хорошо совпадает с приведенной выше температурной зависимостью δI . Таким образом, можно полагать, что наблюдаемый резкий скачок интенсивности соответствует проявлению индуцированного полем перехода в сегнетофазу, существование которого показано, например, в работах [5,21].

Итак, в работе показано, что приложение электрического поля с $E > E_{\text{th}} \approx 1.6$ кВ/см (при пересчете на направление $[111]$) приводит к существенному изменению характера рассеяния нейтронов. Так, в частности, в сильных полях и при $q \gg \alpha$ параметр α в степенном законе $q^{-\alpha}$, описывающем зависимость интенсивности диффузного рассеяния, изменяется от 2 до 1.5. Показано, что в электрическом поле ≈ 6.5 кВ/см и при температурах ниже точки расщепления кривых FC и ZFC интенсивность поперечной составляющей диффузного рассеяния существенно уменьшается, а интенсивность брэгговских отражений выходит на насыщение. Исследование температурного поведения брэгговских отражений

при $E \approx 6$ кВ/см подтверждает наличие смещений ионов в элементарной ячейке PMN, упорядочивающихся под действием сильного приложенного электрического поля, и существование при температуре ниже ~ 250 К индуцированного перехода в сегнетофазу. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работ [12,22], где приведены величины и форма указанных смещений.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04065) и Государственной программы "Нейтронные исследования вещества" (грант 96-110).

Список литературы

- [1] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. *J. Phys.: Condens. Matter*, **4**, 3671 (1992).
- [2] Н.К. Юшин, С.Н. Дороговцев, С.И. Смирнов. *Письма в ЖТФ* **14**, 2, 125 (1988).
- [3] S.N. Dorogovtsev, N.K. Yushin. *Ferroelectrics* **112**, 27 (1990).
- [4] S.B. Vakhrushev, В.Е. Kvyatkovsky, А.А. Nabereznov, N.M. Okuneva, В.Р. Toperverg. *Physica* **B156@157**, 90 (1989).
- [5] M. Chabin, M. Malki, E. Husson, A. Morell. *J. Phys. III France* **4**, 1151 (1994).
- [6] V. Westphal, W. Kleemann. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 6, 847 (1992).
- [7] R. Sommer, N.K. Yushin, J. van der Klink. *Phys. Rev.* **B48**, 18, 13 230 (1993).
- [8] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, А.А. Nabereznov, N.M. Okuneva. *Ferroelectrics* **151**, 337 (1994).
- [9] S.B. Vakhrushev, В.Е. Kvyatkovsky, А.А. Nabereznov, N.M. Okuneva. *Ferroelectrics* **9**, 173 (1989).
- [10] С.Б. Вахрушев, А.А. Набережнов, Н.М. Окунева, Б.П. Топерверг. *Препринт ФТИ № 1440. Л.* (1990). 31 с.
- [11] S.B. Vakhrushev, А.А. Nabereznov, Y.P. Feng, S.K. Sinha, T. Egami. *J. Phys. Chem. Sol.* **57**, 10, 1517 (1996).
- [12] С.Б. Вахрушев, А.А. Набережнов, Н.М. Окунева, Б.Н. Савенко. *ФТТ* **37**, 12, 3621 (1995).
- [13] М.Ф. Кривоглаз. *Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами.* Наука, М. (1967).
- [14] L.A. Shebanov, P.P. Kapostins, J.A. Zvirgzds. *Ferroelectrics* **56**, 53 (1984).
- [15] S.B. Vakhrushev, J.-M. Kiat, B.D. Bkhlil. *Solid State Commun.* **103**, 8, 477 (1997).
- [16] А. Гинье. *Рентгенография кристаллов.* Физматгиз, М. (1961).
- [17] S.B. Vakhrushev, S. Zhukov, G. Fetisov, V. Chernyshov. *J. Phys.: Condens. Matter*. **6**, 7, 4021 (1994).
- [18] Л.А. Шебанов, П.П. Капостиныш, Э.Х. Биркс, Ю.А. Звиргзс. *Кристаллография* **31**, 2, 317 (1986).
- [19] A.D. Bruce, R.A. Cowley. *Structural Phase Transitions.* London (1981).
- [20] Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов.* Наука, М. (1984).
- [21] E.V. Colla, С.Б. Вахрушев, Е.Н. Королева, Н.М. Окунева. *ФТТ* **38**, 7, 2183 (1996).
- [22] N. de Mathan, E. Husson, G. Calvarin, J.R. Gavarri, A.W. Hewat, A. Morell. *J. Phys.: Condens. Matter*. **3**, 42, 8159 (1991).