

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



25/11-78
P14 - 11811

Б-20

А.М.Балагуров, З.Георгиу, И.Д.Датт,
Б.Н.Савенко, Л.А.Шувалов

5630 / 2-78

МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ
ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ
НА НЕЙТРОННОМ ДИФРАКТОМЕТРЕ
ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

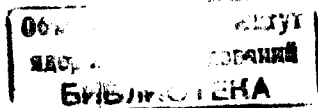
1978

P14 - 11811

А.М.Балагуров, З.Георгиу, И.Д.Датт,¹
Б.Н.Савенко, Л.А.Шувалов²

МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ
ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ
НА НЕЙТРОННОМ ДИФРАКТОМЕТРЕ
ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Направлено в "physica status solidi"



¹Московский химико-технологический институт
им. Д.И.Менделеева.

²Институт кристаллографии АН СССР

Балагуров А.М. и др.

P14 - 11811

Метод наблюдения доменной структуры сегнетоэлектриков на нейтронном дифрактометре по времени пролета

Изложена методика исследования на дифрактометре по времени пролета доменной структуры кристаллов, и продемонстрировано применение этой методики на примере сегнетоэлектрика дидейтерофосфата калия (DKDP). Эксперименты проведены на дифрактометре ЛНФ ОИЯИ, установленном на импульсном реакторе ИБР-30. По экспериментальным данным построены сечения некоторых узлов обратной решетки кристалла и рассчитаны геометрические характеристики доменной структуры. Полученные результаты подтверждают известную модель двойникового DKDP с углом спонтанного сдвига $\alpha_{xy} = (31,3 \pm 0,6)^\circ$ при $T = 80$ К. Обсуждаются возможности метода времени пролета для изучения динамики перестроек доменной структуры под действием внешних полей.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Balagurov A.M. et al.

P14 - 11811

Method of Observing the Domain Structure of Crystal by Using the Time-of-Flight Neutron Diffractometer

The procedure of investigating the domain structure of crystals by using the time-of-flight (TOF) diffractometer is discussed. As an example the authors performed the experiment on the investigation of the ferroelectrics KD_2PO_4 (DKDP) with the TOF diffractometer installed at the IBR-30 pulsed reactor in the Neutron Physics Laboratory (Joint Institute for Nuclear Research). On the basis of the experimental data the cross sections of some spots of the crystal reciprocal lattice were constructed and geometrical characteristics of the domain structure were calculated. The results obtained are in agreement with the DKDP twinning model with a spontaneous shear angle $\alpha_{xy} = (31,3 \pm 0,6)^\circ$ at $T = 80$ K that has been proposed earlier. A possibility of the TOF method application for studying of the dynamic of the domain structure rearrangement under the action of an external field is also discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Различные структурные фазовые переходы /сегнетоэлектрические, ферромагнитные, ферроэластические и др./ сопровождаются разбиением кристалла в низкосимметричной фазе на домены - трансформационные двойники^{1/}. В общем случае возникновение такой доменной структуры приводит к изменению формы/расщеплению/ брэгговских дифракционных пиков. Анализ этих изменений дифракционной картины позволяет получить информацию об упаковке доменов, их относительном объеме в кристалле и спонтанной /возникающей при фазовом переходе/ деформации решетки кристалла. Исследуя температурную зависимость величины расщепления пиков, можно или определить зависимость параметра перехода от температуры, или установить несобственный характер перехода, а прилагая соответствующее внешнее поле /электрическое, магнитное/или механическое воздействие, можно определить поведение стрикционных и пьезоэлектрических коэффициентов при переходе. Наконец, переключая домены с помощью такого внешнего поля, можно дифракционными методами не только изучать динамику доменной структуры, но и получать информацию о перестройке атомной структуры, сопровождающей эти переключения и отражающей структурный механизм фазового перехода. Из сказанного ясно, что применение дифракционных методов для изучения доменов в кристалле дает важную информацию о структурных фазовых переходах и не случайно привлекает все большее внимание исследователей.

Ряд экспериментов по изучению явлений, возникающих при фазовом переходе в сегнетоэлектрике, проведен в последнее время на различных типах дифрактометров с монохроматическим излучением: рентгеновском^{2,3}, нейтронном^{4,5} и γ -дифрактометре⁶. Метод дифракции нейтронов вследствие малого поглощения излучения образцом эффективен при исследовании сравнительно крупных $V = 1 \text{ см}^3$ кристаллов. В то же время, поскольку исследование доменной структуры нередко требует изучения больших областей обратного пространства кристалла, существенным оказывается то, что светосила рентгеновского дифрактометра обычно намного больше, чем нейтронного.

В связи с появлением мощных импульсных источников нейтронов в последние годы все большее применение в экспериментах по дифракции нейтронов находит метод времени пролета, основные особенности и достоинства которого отражены в обзоре⁷. Использование в дифрактометре по времени пролета /ДВП/ "белого" /максвелловского/ спектра нейтронов позволяет, в принципе, получать информацию сразу о большой области обратного пространства кристалла. Объем наблюдаемой области, а следовательно, и скорость набора экспериментальной информации, зависит от ограничений спектра нейтронов по интенсивности со стороны малых и больших длин волн и от применяемой детекторной системы. Для иллюстрации на рис. 1 представлена одновременно наблюдаемая на ДВП область обратного пространства кристалла в случае применения одномерного позиционного детектора, охватывающего интервал углов рассеяния $(2\theta_{\min}, 2\theta_{\max})$, и при использовании нейтронов с волновыми векторами в интервале (k_{\min}, k_{\max}) .

По сравнению с обычным нейтронным дифрактометром ДВП обладает еще, по крайней мере, двумя достоинствами. Во-первых, вся наблюдаемая область исследуется одновременно, что существенно с точки зрения неизменности условий эксперимента и, во-вторых, ДВП позволяет эффективно исследовать переходные процессы малой длительности, происходящие в кристалле под влиянием внешнего поля, например магнитного или электрического⁸.

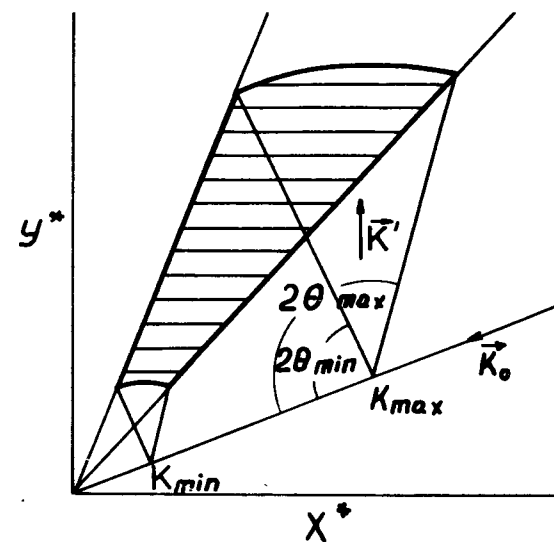


Рис.1. Наблюдаемая область обратного пространства кристалла. Используемый интервал спектра $k_{\min} \leq k \leq k_{\max}$, детектор охватывает интервал углов рассеяния $2\theta_{\min} \leq 2\theta \leq 2\theta_{\max}$.

В настоящей работе изложена методика исследования на ДВП доменной структуры, возникающей в кристалле при структурном фазовом переходе, и продемонстрировано применение этой методики на примере модельного сегнетоэлектрика дидейтерофосфата калия KD_2PO_4 (DKDP). В разделе "Методика расчетов" приведены основные соотношения, необходимые для описания и анализа формы дифракционных пиков, возникающей при трансформационном двойниковании, далее описаны эксперименты и приведены некоторые полученные результаты, характеризующие возможности метода. В экспериментах мы использовали обычный "точечный" детектор, поэтому одновременно наблюдаемая область обратного пространства представляла собой отрезок прямой, а для получения двумерных сечений узлов обратной решетки проводилось сканирование детектором в некотором диапазоне углов рассеяния.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

а. Форма одиночного дифракционного пика.

Полное решение задачи о вычислении формы дифракционного пика, измеренного на ДВП, требует знания функции разрешения дифрактометра^{9/}. Однако для интерпретации описываемых ниже экспериментов достаточно упрощенных соотношений, полученных в работе^{10/}.

Основными факторами, влияющими на форму пика, являются: $P(\gamma_1)$ - распределение нейтронов по углу в первичном пучке, $W(\gamma_2)$ - распределение ориентаций мозаичных блоков в кристалле и $R(\zeta)$ - распределение времени вылета нейтронов из источника. Учет первых двух факторов приводит к следующей форме пика:

$$Q(\xi, \gamma) \sim P(\gamma + 2\xi \operatorname{tg}\theta) \cdot W(\gamma + \xi \operatorname{tg}\theta), \quad /1/$$

где $\xi = (k - k_0)/k_0$ - относительное отклонение модуля волнового вектора нейтрона от номинального значения, $\gamma = 2(\theta - \theta_0)$ - отклонение угла рассеяния от номинального значения, θ - угол Брэгга. В гауссовом приближении для распределений P и W

$$Q(\xi, \gamma) = \exp(-A\xi^2 - 2B\xi\gamma - C\gamma^2), \quad /2/$$

где

$$A = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2\theta(4G + T), \quad B = \frac{1}{2} \operatorname{tg}\theta(2G + T), \quad C = \frac{1}{2}(G + T);$$

$G = 1/D_p, T = 1/D_w$ - величины, обратные дисперсиям распределений P и W . Приравнивая показатель экспоненты в /2/ некоторой константе L , получаем сечение пика плоскостью на уровне $\exp(-L)$:

$$A\xi^2 + 2B\xi\gamma + C\gamma^2 = L, \quad /3/$$

что является эллипсом, повернутым относительно осей ξ и γ на угол $\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} (2B/(A - C))$. Для учета распределения $R(\zeta)$ необходимо найти свертку

$$Q'(\xi, \gamma) = \int Q(\xi - \zeta, \gamma) R(\zeta) d\zeta,$$

под ζ здесь понимается отклонение от среднего времени вылета, выраженное в единицах полного времени пролета. Для $R(\zeta) = \exp(-\zeta^2/2\delta^2) = \exp(-D\zeta^2)$ получаем

$$Q'(\xi, \gamma) = \exp(-A'\xi^2 - 2B'\xi\gamma - C'\gamma^2), \quad /4/$$

где $A' = AD/(A + D)$, $B' = BD/(A + D)$, $C' = C - B^2/(A + D)$. Аналогично может быть учтено любое другое влияние на $Q(\xi, \gamma)$, зависящее от переменной, не коррелирующей с ξ и γ . например влияние ширины канала анализатора или конечной угловой апертуры детектора.

Итак, в гауссовом приближении одиночный дифракционный пик является двумерным гауссианом с эллиптическим сечением, дисперсия которого выражается через величины A' , B' и C' .

б. Связь экспериментальных координат с координатами обратного пространства кристалла

Образование доменной структуры в сегнетоэлектриках приводит к расщеплению дифракционных пиков на несколько компонент. Такое сложное распределение можно описать как сумму нескольких функций $Q'(\xi, \gamma)$ со сдвигами по ξ и γ :

$$Q_s(\xi, \gamma) = \sum_i \gamma_i Q'(\xi - \xi_i, \gamma - \gamma_i), \quad /5/$$

где γ_i - весовые множители компонент.

Возможны две задачи:

- по заданному /или предполагаемому/ расщеплению узлов обратной решетки найти величины (ξ_i, γ_i) и по /5/ оценить возможность экспериментального наблюдения доменной структуры кристалла;
- по найденным из эксперимента наборам (ξ_i, γ_i) найти координаты соответствующих точек в обратном пространстве кристалла.

В обоих случаях необходимо знать связь экспериментальных координат (ξ, γ) с координатами обратного пространства (x^*, y^*, z^*) . Рассмотрим эту связь для метода наблюдения сечения (x^*, y^*) обратного пространства с

помощью изменения угла рассеяния /сканирование детектором/. Геометрия эксперимента изображена на рис. 2. Из рисунка видно, что

$$\begin{aligned} x_0^* &= r_0 \cos \psi_0, \\ y_0^* &= r_0 \sin \psi_0, \end{aligned} \quad /6/$$

причем $\pi r = k \sin \theta$. Дифференцируя /6/ по k и θ и учитывая, что $dk = \xi k_0$, $d\theta = \gamma/2$, $\phi = \text{const} = \phi_0$, получим

$$\begin{aligned} (x^* - x_0^*)/r_0 &= \xi \cos \psi_0 - \gamma/2 \cdot (\cos \psi_0 / \text{tg} \theta_0 + \sin \psi_0), \\ (y^* - y_0^*)/r_0 &= \xi \sin \psi_0 - \gamma/2 \cdot (\sin \psi_0 / \text{tg} \theta_0 - \cos \psi_0), \end{aligned} \quad /7/$$

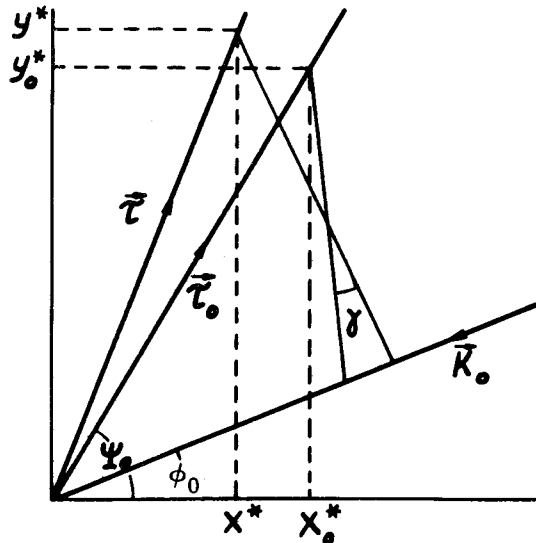


Рис.2. Связь координат (ξ, γ) с координатами (x^*, y^*) при сканировании детектором. Изменяется угол γ , угол $\phi = \text{const} = \phi_0$.

где $x_0^*, y_0^*, \psi_0, \theta_0$ соответствуют значениям, от которых ведется отсчет. Разрешая /7/ относительно ξ и γ , будем иметь

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{(y^* - y_0^*) \cos(\theta_0 - \psi_0) + (x^* - x_0^*) \sin(\theta_0 - \psi_0)}{r_0 \sin \theta_0}, \\ \gamma &= 2 \cdot \frac{(y^* - y_0^*) \cos \psi_0 - (x^* - x_0^*) \sin \psi_0}{r_0}. \end{aligned} \quad /8/$$

в. Интегральные сечения.

Формулы /7/ дают решение второй из указанных выше задач, которая сводится, таким образом, к определению набора пар (ξ_i, γ_i) . В принципе, величины (ξ_i, γ_i) можно получить из распределения $Q_s(\xi, \gamma)$. Однако это требует привлечения сложного математического аппарата анализа двумерных пиков. Более простым способом является переход от двумерного распределения $Q_s(\xi, \gamma)$ к одномерным интегральным сечениям

$$I(\xi) = \int Q_s(\xi, \gamma) d\gamma, \quad I(\gamma) = \int Q_s(\xi, \gamma) d\xi \quad /9/$$

и их анализ.

Для одиночного максимума $Q(\xi, \gamma)$ - гауссова функция (формула /4/) и функции $I(\xi)$ и $I(\gamma)$ - также гауссианы. В случае сложного распределения, подставляя /5/ в /9/, получим

$$I(\xi) = \int \sum_i r_i Q(\xi - \xi_i, \gamma - \gamma_i) d\gamma = \sum_i r_i I(\xi - \xi_i), \quad /10/$$

т.е. $I(\xi)$ /и аналогично $I(\gamma)$ / представляет собой сумму гауссианов с центрами в точках $\xi_i(\gamma_i)$. В большинстве случаев для определения всех наборов величин (ξ_i, γ_i) достаточно провести измерения и проанализировать распределения /9/.

При симметричных расщеплениях возможно наложение отдельных пиков и необходимо, по крайней мере, провести качественный анализ полного распределения /5/. Например, в случае расщепления узла $(0k0)$ (т.е. при $\psi_0 = \pi/2$), по схеме $(x_i^* - x_0^*, y_i^* - y_0^*)$ ($\pm g, \pm q$) получим $(\xi_i, \gamma_i) = ((\pm g \cdot \text{ctg} \theta_0 \pm q)/r_0, \pm 2g/r_0)$ и, следовательно, при $g \cdot \text{ctg} \theta_0 = q$ распределение $I(\xi)$ будет состоять из трех, а при $g \cdot \text{ctg} \theta_0 \neq q$ - из четырех пиков. Распределение $I(\gamma)$ при любых углах рассеяния будет состоять из двух пиков.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Доменная структура сегнетоэлектрической фазы кристалла DKDP наблюдалась в дифракционном эксперименте на ДВП /11/ Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР-30 /12/. Реактор работал со средней мощностью 20 кВт при частоте 5 Гц. Образец в виде прямоугольного параллелепипеда $8 \times 9 \times 10$ мм³ с ребрами вдоль кристаллографических осей малой элементарной ячейки /пр. гр. I42d / исходной тетрагональной фазы помещался в криостат с регулируемой температурой. Номинальный угол рассеяния нейтронов составлял 86°. Сканирование обратного пространства осуществлялось перемещением детектора с апертурой около 30' шагами по 15' в интервале углов рассеяния порядка 5° для направлений $[hh0]^*$ и около 4° для направлений $[h00]$. Точность фиксации положения детектора составляла 2', время измерения в каждой точке - в среднем 20 мин. Дифракционные пики регистрировались в диапазоне длин волн $0,7 \div 6,0$ Å, что позволяло наблюдать одновременно все первые порядки до (1400) включительно при отражении нейтронов от плоскости (100).

Переход DKDP в сегнетоэлектрическую фазу, определявшийся по расщеплению дифракционных пиков, проис-

* В настоящей работе используются индексы большой гранецентрированной ячейки тетрагональной фазы кристалла /пр. гр. F432/.

ходил при $T_c \approx 214$ К, такое значение точки Кюри соответствует ~92%-ному дейтерированию образца /13/. Характерный вид дифракционных пиков, измеренных с апер-

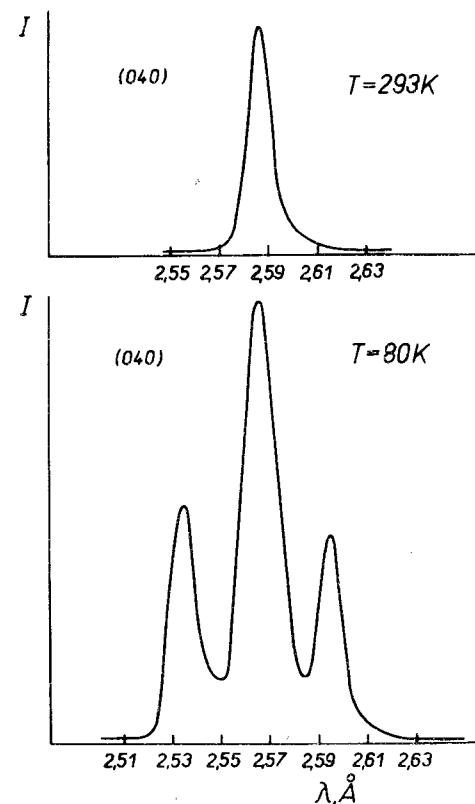


Рис.3. Расщепление дифракционного пика при переходе в сегнетоэлектрическую фазу.

турой детектора ~4°, в пара- и сегнетоэлектрической фазах приведен на рис. 3. При повышении температуры образца выше T_c вид спектра, первоначально наблюдавшегося в парафазе, полностью восстанавливался в соответствии с обратимым характером фазового перехода.

При повторных переходах в сегнетоэлектрическую фазу относительные интенсивности компонент дифракционных пиков практически не менялись, что свидетельствует о постоянстве объема, занимаемого в кристалле доменами одного типа.

Известно, что доменное двойникование в DKDP происходит в (xy) -плоскости^{/1/}, поэтому производилось сканирование направлений типа $[hk0]$ обратной решетки кристалла. Все обсуждаемые ниже результаты были получены при $T = 80$ К.

Обработка экспериментальных спектров заключалась, во-первых, в построении сечений узлов обратной решетки кристалла и, во-вторых, в вычислении и анализе интегральных сечений $I(\xi)$ и $I(\gamma)$.

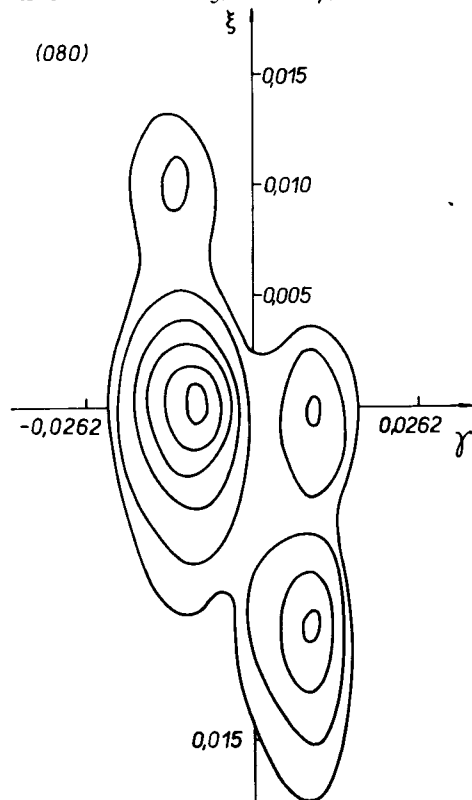


Рис.4. Сечение узла (080) DKDP при $T = 80$ К в координатах (ξ, γ) .

На рис. 4 приведено сечение узла (080) в экспериментальных координатах (ξ, γ) , а на рис. 5 - сечение узла $(\bar{6}60)$ в координатах (x^*, y^*) . Отчетливо видно расщепление узла (080) на четыре, а узла $(\bar{6}60)$ - на три компоненты. Это свидетельствует о том, что в нашем случае наблюдались два варианта упаковки доменов из трех, обнаруженных в работе^{/3/}, а именно варианты, отвечающие простым сдвигам по направлениям $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$, с сохранением сплошности кристалла в соответствии со схемой, предложенной в работах^{/14/}.

Интегральные сечения $I(\xi)$ состояли из трех пиков и для $[h00]$ /рис. 3/, и для $[hh0]$ направлений. В случае направления $[h00]$ это объясняется тем, что в данном эксперименте оказалось выполненным условие $g \text{ctg} \theta = q$ для рассмотренного примера. Сечения $I(\xi)$ и $I(\gamma)$ обрабатывались по программе DIFPAT^{/15/}. В этой программе

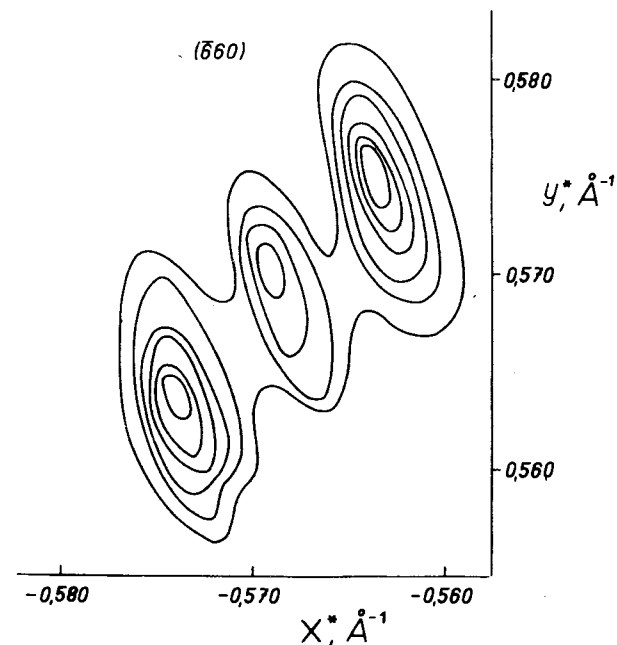


Рис.5. Сечение узла $(\bar{6}60)$ DKDP при $T = 80$ К в координатах (x^*, y^*) . Центральный пик узла $(\bar{6}60)$ содержит две компоненты.

используется метод, не требующий задания параметрических функций компонент спектра. Форма пика определяется экспериментально и вводится в программу обработки как модель. Для обработки пиков в $I(\xi)$ использовалась модель пика от $I(\xi)$ в параэлектрической фазе, а для пиков в $I(\gamma)$ моделью служил гауссиан. Полученные из $I(\xi)$ и $I(\gamma)$ наборы (ξ_i, γ_i) по формулам /7/ пересчитывались в $(x_i^* - x_0^*, y_i^* - y_0^*)$, результаты для некоторых узлов обратной решетки представлены в таблице. При определении из $I(\xi)$ и $I(\gamma)$ величин (ξ_i, γ_i) номинальные значения модуля волнового вектора нейтрона и угла рассеяния выбирались на основе предположения о симметричности измеренных распределений. Этим объясняется равенство $(x_i^* - x_0^*)/\tau_0$ для всех компонент и $(y_i^* - y_0^*)/\tau_0$ для первой и третьей компонент узлов $(hh0)$, а также равенство нулю этих величин для второй компоненты узлов $(hh0)$.

Угол спонтанного сдвига u_{xy} по данным, приведенным в таблице, равен:

$$\text{для узлов } (040) \text{ и } (080) \quad u_{xy} = 2 \frac{x_i^* - x_0^*}{\tau_0} = (31,0 \pm 0,8) \text{ ;}$$

для узлов $(\bar{4}40)$ и $(\bar{6}60)$

$$u_{xy} = \sqrt{2} \frac{((x_i^* - x_0^*) + (y_i^* - y_0^*))}{\tau_0} = (31,6 \pm 0,8) \text{ ;}$$

средний результат $u_{xy} = (31,3 \pm 0,6) \text{ ; } (T = 80 \text{ K})$.

Это значение хорошо согласуется с величиной $u_{xy} = 31'$ при $T = 207 \text{ K}^{1/5}$. Как известно, при переходе из пара- в сегнетофазу ниже T_c значение u_{xy} довольно быстро достигает насыщения примерно при $T - T_c = -5 \text{ K}$. Это и позволяет с достаточной степенью уверенности сопоставлять экспериментальные данные при 80 и 207 K.

Вместе с тем, найденное нами значение u_{xy} удовлетворительно согласуется и с величиной спонтанного сдвига, которая может быть определена на основании данных об изменении линейных размеров элементарной ячейки ДКДР при фазовом переходе. Согласно $^{16}a = b = 10,55 \text{ \AA}$ при $T = 232 \text{ K}$, а после перехода через точку Кюри $|\Delta a| = |\Delta b| \approx 0,055 \text{ \AA}$ при $T = 211 \text{ K}$, откуда $u_{xy} = 2|\Delta a|/a = 36'$. Изменение линейных размеров элементарной ячейки ДКДР в нашем эксперименте можно определить из величины $(y_i^* - y_0^*)/\tau_0$ для второй и четвертой компонент узлов

Таблица
Величины $(x_i^* - x_0^*)/\tau_0$ /левые колонки/ и $(y_i^* - y_0^*)/\tau_0$ /правые колонки/ для некоторых узлов обратной решетки при $T = 80 \text{ K}$ /в единицах 10^{-3} /.

	(040)	(080)	($\bar{4}$ 40)	($\bar{6}$ 60)
	-4,5(I)	-4,5I(5)	-4,83(8)	-6,7(I)
	-4,9(2)	-4,5I(5)	5,1 (I)	0,0(I)
	4,6(2)	4,5I(5)	4,83(8)	6,2(I)
	4,5(2)	4,5I(6)	4,83(8)	6,8(2)
	4,5(2)	4,5I(6)	-4,8 (I)	
			-6,57(7)	-6,4(3)
			0,0 (I)	0,0(3)
			6,98(7)	6,6(3)

(040) и (080). Полагая, что $|\Delta a| = |\Delta b|$, получим $|\Delta a| = |\Delta b| = a(y_1^* - y_0^*) / r_0 = 0,052 \text{ \AA}$, что достаточно близко к данным из работы^{/16/}. Более точные сведения об изменении линейных размеров решетки при фазовом переходе, а также наличии разницы между $|\Delta a|$ и $|\Delta b|$ можно получить, если провести измерения сечений узлов обратной решетки в пара- и сегнетофазах вблизи температуры перехода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что применение метода времени пролета нейтронов к изучению доменной структуры кристаллов является достаточно эффективным. Полученные сечения узлов обратной решетки DKDP подтверждают модель двойникования, предложенную ранее. Найденная из эксперимента величина угла χ_{xy} спонтанного сдвига, равная $/31,3 \pm 0,6/^\circ$ при $T = 80 \text{ K}$, хорошо согласуется с результатами, полученными другими физическими методами /см., например,^{/5/}. Изменения параметров элементарной ячейки также согласуются с литературными данными. Основными достоинствами метода при проведении указанного типа исследований, как отмечалось ранее, являются:

- большая скорость набора экспериментальной информации;
- одновременность наблюдения различных точек обратного пространства;
- возможность исследования переходных процессов малой длительности.

Первое обстоятельство наиболее существенно в методическом отношении, а два последних являются принципиальными достоинствами метода.

В самом деле, например, при изучении зависимости спонтанной деформации от температуры одновременность наблюдения различных точек обратного пространства /большого числа порядков брэгговских отражений/ и отсутствие механических перемещений образца или детектора позволяет исключить дополнительные систематические ошибки. Естественно, это будет приводить к получению более достоверных экспериментальных результатов.

Интересным, по всей видимости, является и применение метода времени пролета к исследованию динамики перестроек доменной структуры под влиянием внешних воздействий на кристалл. Хотя данные по использованию этого метода для такой цели в литературе полностью отсутствуют, перспективность его в этом отношении наглядно продемонстрирована при изучении процессов перестройки атомной структуры сегнетоэлектрических кристаллов / NaNO_2 , см.^{/8/}. Следует, однако, отметить, что исследуемые при этом процессы должны характеризоваться временами, превышающими длительность импульса падающих на образец нейтронов /для ИБР-30 длительность импульса $\sim 150 \text{ мкс}$ /.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М.Останевичу и Р.П.Озерову за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы, Мир, М., 1965.
- Shivalov L.A. *J. Phys. Soc. Japan*, 28, Suppl., 38, 1970.
2. Kobayashi J., Mizutani I.M., *Phys. Rev.*, 1970, B1, p. 3801-3808.
3. Акназаров С.Х., Шабельников Л.Г., Шехтман В.Ш. ФТТ, 1975, 17, с. 30-34.
4. Meyer G.M., Dietrich O.W. *Ferroelectrics*, 1976, 14, p. 595-597.
5. Zeyen C.M.E., Meister H. *Ferroelectrics*, 1976, 14, p. 731-734.
6. Bastie P., et al. *Phys. Rev.*, 1975, B12, p. 5112-5115.
7. Buras B. *Report RCN-234*, Petten, 1975, p. 307-346.
8. Niimura N., Muto M. *Nucl. Instr. and Methods*, 1975, 106, p. 87-92.
9. Popovici M., Stoica A.D., Bajorek A. *Acta Cryst.*, 1975, A31, p. 197-200.
10. Балагуров А.М. ОИЯИ, 3-7526, Дубна, 1973.
11. Ананьев Б.Н. и др. ОИЯИ, 13-11113, Дубна, 1977.
12. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, 2, с. 807-860.

13. *Nelmes R.J., Eiriksson V.R., Solid St. Comm., 1972, 11, p. 1261-1264. , Nelmes R.J., Rouse K.D. Ferroelectrics, 1974, 8, p. 487.*
14. *Желудев И.С., Шувалов Л.А. Труды Института кристаллографии, 1956, 12, с. 59. Шувалов Л.А. Кристаллография, 1963, 8, с. 617-624.*
15. *Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, Р10-11107, Дубна, 1978.*
16. *Nakano J., Shiozaki I., Nakamura E. Ferroelectrics, 1974, 8, p. 483-484.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1978 года.*