

05;12

## Исследование структурного совершенства монокристаллического кварца для эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона кристалл-дифракционным методом

© С.Ю. Семенихин,<sup>1</sup> Ю.П. Брагинец,<sup>1</sup> В.В. Воронин,<sup>1</sup> И.А. Кузнецов,<sup>1</sup> Е.Г. Лапин,<sup>1</sup>  
В.В. Федоров,<sup>1,2</sup> А.Я. Бердников,<sup>2</sup> А.Я. Бердников,<sup>2</sup> Е.О. Вежлев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константина РАН,  
188300 Гатчина, Ленинградская область, Россия  
e-mail: vvv@pnpi.spb.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 25 июня 2010 г.)

В рамках подготовки эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона (нЭДМ) кристалл-дифракционным методом проведено исследование совершенства образцов кристалла кварца, имеющих различное происхождение. Исследование проводилось кристалл-дифракционным методом с использованием прохождения нейтронов через кристалл в условиях, близких к брэгговским, при углах дифракции  $\sim 90^\circ$ . Показано, что максимальным совершенством и однородностью обладают кристаллы кварца оптического качества, выращенные во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС, г. Александров). В результате тестирования из 22 образцов таких кристаллов отобрано 15 наилучшего качества, имеющих разброс в межплоскостном расстоянии  $\Delta d/d_0 \leq 5 \cdot 10^{-6}$ . Суммарный размер кристаллов составляет  $100 \times 100 \times 500$  mm.

### Введение

В настоящий момент ведется подготовка к эксперименту по поиску электрического дипольного момента нейтрона (нЭДМ) кристалл-дифракционным методом [1,2]. Основная идея предлагаемого эксперимента заключается в использовании нецентросимметричного кристалла как „источника“ электрического поля, действующего на нейтрон. Величина такого внутрикристаллического поля, в котором оказывается нейтрон, движущийся в кристалле, может достигать  $10^8 - 10^9$  V/cm [3], что на 4–5 порядков превышает поля, достижимые обычными методами в лабораторных условиях в наиболее точном на нынешний момент магниторезонансном методе поиска нЭДМ на ультрахолодных нейтронах [4–6]. Однако новый метод предъявляет серьезные требования к используемым монокристаллам.

1. Группа симметрии кристалла не должна включать в себя центр симметрии.
2. Кристалл должен иметь малое поглощение нейтронов (длина поглощения  $L_a > 10$  cm).
3. Используемые кристаллы должны быть практически идеальными.

Последнее требование означает следующее. Как показывает предварительный анализ, разброс в межплоскостном расстоянии  $\Delta d = \Delta d/d$  кристалла приводит к уменьшению величины электрического поля, действующего на нейтрон:

$$E_m = E_0 \frac{\Delta_B}{\sqrt{\Delta_B^2 + \Delta_d^2}}, \quad (1)$$

где  $\Delta_B \equiv \Delta\lambda_B/\lambda$ ,  $\Delta\lambda_B$  — дифракционная брэгговская ширина в единицах длин волн,  $E_0$  — электрическое поле, действующее на нейтрон в идеальном кристалле.

Характерная дифракционная ширина для тепловых или холодных нейтронов имеет порядок  $\Delta\lambda_B/\lambda \approx 10^{-5}$ , т.е. для сохранения максимальной величины электрического поля, действующего на нейтрон, необходимо иметь  $\Delta_d < 10^{-5}$  по всему объему кристалла.

В настоящее время единственным кристаллом, удовлетворяющим всем вышеперечисленным требованиям, является кристалл кварца. В эксперименте [2] планируется использовать кристалл, состоящий из нескольких блоков, общим размером  $\sim 100 \times 100 \times 500$  mm. Учитывая, что разброс межплоскостного расстояния, как уже подчеркивалось, должен быть менее  $10^{-5}$  по всему объему кристалла, изготовление такого составного кристалла является достаточно сложной задачей.

Для ее решения был развит новый метод измерения межплоскостного расстояния, основанный на использовании дифракции нейтронов под углом Брэгга  $\sim 90^\circ$  [7]. Основные преимущества данного метода, по отношению к существующим аналогам, заключаются в следующем.

1. Не требуется высокая точность предварительной угловой юстировки кристаллов.
2. Не требуется предварительная подготовка кристалла, т.е. можно исследовать образцы любой формы и огранки.
3. Толщина исследуемого кристалла ограничена только длиной поглощения нейтрона и может достигать  $\sim 50$  cm.
4. Относительная точность измерения межплоскостного расстояния может превосходить  $\Delta d/d \approx 10^{-7}$ .
5. Сравнительно невысокая стоимость экспериментального оборудования, необходимого для проведения таких исследований.

## 1. Описание метода

Недавно нами была предложена оригинальная идея эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона кристалл-дифракционным методом при углах Брэгга, близких к  $90^\circ$  [1]. Характерной особенностью дифракции при  $\theta_B \approx 90^\circ$  является отсутствие дисперсии по углу дифракции. Действительно, из хорошо известного закона Вульфа–Брэгга

$$\lambda = 2d \sin \theta_B \quad (2)$$

( $d$  — межплоскостное расстояние,  $\lambda$  — длина волны нейтрона, отраженного кристаллом,  $\theta_B$  — угол дифракции) следует, что при  $\theta_B = \pi/2 - \tilde{\theta}_B$

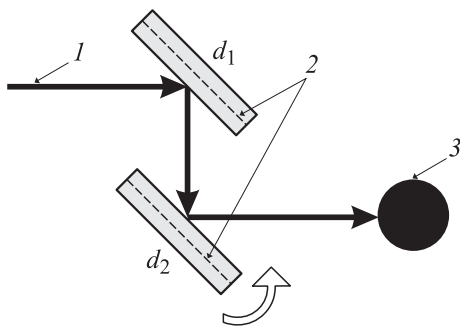
$$\lambda = 2d \sin \left( \frac{\pi}{2} - \tilde{\theta}_B \right) \approx 2d \left( 1 - \frac{\tilde{\theta}_B^2}{2} \right), \quad (3)$$

т. е. вблизи отражения под углом  $\pi/2$

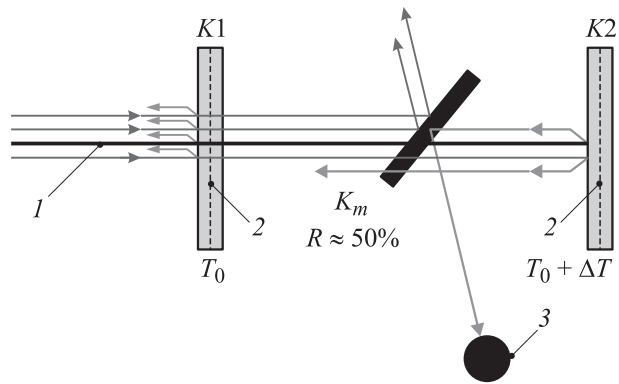
$$\frac{d\lambda}{d\theta_B} \approx -2d\tilde{\theta}_B \xrightarrow{\tilde{\theta}_B \rightarrow 0} 0. \quad (4)$$

Для исследования параметров элементарной ячейки кристалла обычно используют двухкристальную схему эксперимента в параллельном (бездисперсионном) положении кристаллов (рис. 1).

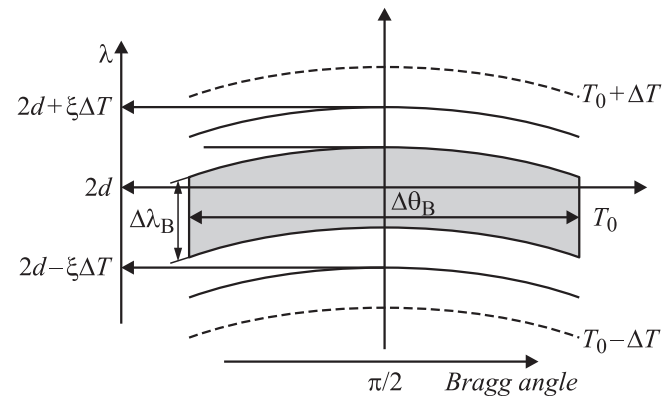
Поворачивая один из кристаллов и измерив интенсивность отражения в зависимости от угла поворота, получим так называемую кривую качания. Из углового положения максимума этой кривой можно получить разницу межплоскостных расстояний двух кристаллов. При обычных углах деформации ( $\theta_B \approx \pi/4$ ) разницу межплоскостных расстояний можно скомпенсировать углом дифракции так, чтобы  $\lambda = 2d_1 \sin(\theta_{B1}) = 2d_2 \sin(\theta_{B2})$ . Однако для определения разницы межплоскостных расстояний,  $\Delta d = d_1 - d_2$ , нужно знать абсолютное значение  $\Delta\theta_B = \theta_{B1} - \theta_{B2}$ , что является весьма непростой технической задачей, так как речь идет об ориентации кристаллографических плоскостей, а не внешней огранки кристаллической пластины. Например, оценки показывают, что для получения точности измерения  $\Delta d/d \approx 10^{-7}$



**Рис. 1.** Принципиальная схема двухкристального спектрометра. 1 — пучок нейтронов, 2 — отражающие плоскости, 3 — детектор,  $d_1$  и  $d_2$  — межплоскостное расстояние двух разных кристаллов.



**Рис. 2.** Принципиальная схема спектрометра обратного рассеяния. 1 — пучок нейтронов, 2 — отражающие плоскости, 3 — детектор.



**Рис. 3.** Зависимость длины волны отраженных нейтронов от угла Брэгга и температуры кристалла.

требуется наличие предварительной информации об ориентации кристаллографических плоскостей относительно огранки кристалла с точностью  $10^{-7}$  rad. Это соответствует  $\sim 0.02''$ , что находится на пределе современных технических возможностей и требует серьезных материальных затрат.

Принципиальная схема нашего двухкристального спектрометра под  $\pi/2$  показана на рис. 2. Разница в величине межплоскостного расстояния двух кристаллов  $K1$  и  $K2$  приводит к возникновению рефлекса от второго кристалла  $K2$  (нейтронов, прошедших через первый кристалл), который после отражения от кристалла  $K_m$  регистрируется детектором.

Дополнительный мозаичный кристалл  $K_m$  с коэффициентом отражения 50% необходим для пространственного разделения падающей и отраженной волн. Работа такого спектрометра поясняется на рис. 3. Изменение температуры второго кристалла ( $K2$ , рис. 2) приводит к изменению длины волны рефлекса, но не приводит к его угловому смещению.

При отражении под углом  $\pi/2$  различие в межплоскостных расстояниях уже невозможно скомпенсировать угловым поворотом первого кристалла. Для этого пред-

лагается использовать тепловое расширение материала кристалла. Изменяя разницу температур двух кристаллов, можно регулировать длину волны нейтронов, отражаемых вторым кристаллом и, как следует, осуществлять сканирование рефлекса от первого кристалла. Характерная величина отношения брэгговской ширины к длине волны дифрагирующего нейтрона составляет  $\Delta\lambda_B/\lambda \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ , в то же время коэффициент теплового расширения также обычно лежит в пределах  $\xi \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ , т.е. изменение разницы температур двух кристаллов на 1К соответствует смещению на одну брэгговскую ширину.

Следует отметить тот факт, что угловая брэгговская ширина отражения  $\Delta\theta_B$  существенно возрастает при приближении угла дифракции к  $\pi/2$ . Например, для плоскости (110) кристалла кварца, вместо обычных  $\Delta\theta_B = (1-2)''$  при  $\theta_B \approx 45^\circ$ , получим  $\Delta\theta_B \approx 0.5^\circ$ , т.е. в 1000 раз больше, что существенно уменьшает требования к поворотным устройствам, необходимым для вращения кристаллов, и облегчает их эксплуатацию. Кроме этого, на те же три порядка уменьшаются требования к точности выреза кристаллической пластины. Таким образом, для достижения точности в определении параметров элементарной ячейки на уровне  $\Delta d/d \approx 10^{-7}$  необходимо знать ориентацию кристаллографической плоскости с точностью юстировки  $10^{-4}$  rad, а не  $10^{-7}$  rad, как это было для  $\theta_B \approx 45^\circ$ , что принципиально упрощает ситуацию и позволяет провести данные исследования в простом и сравнительно недорогом эксперименте.

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки и ее расположение на пучке нейтронов приведены на рис. 4.

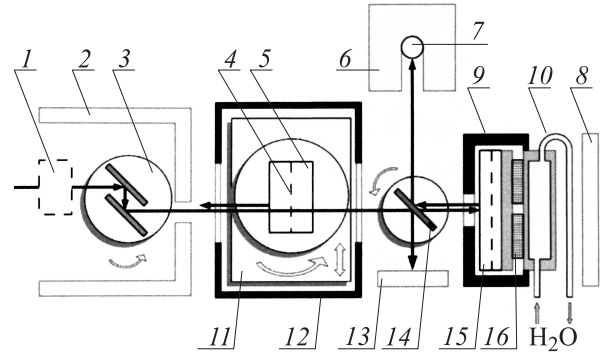
Одна из основных проблем, определяющая точность измерения межплоскостного расстояния, заключается в угловой юстировке отдельных элементов установки. Действительно, пусть  $d_0$  и  $\theta_0$  — межплоскостное расстояние и ориентация (угол между направлением нейтронов и нормалью к отражающей плоскости кристалла, см. рис. 5) кристалла-отражателя (позиция 15, рис. 4), а  $d_s \equiv d_0 + \Delta d$  и  $\theta_s$  — аналогичные параметры для исследуемого образца (позиция 5, рис. 4). Тогда длины волн отраженных нейтронов с учетом малости  $\theta_0$  и  $\theta_s$  соответственно составят:

$$\lambda_s \approx 2d_s \left(1 - \frac{\theta_s^2}{2}\right) \quad (5)$$

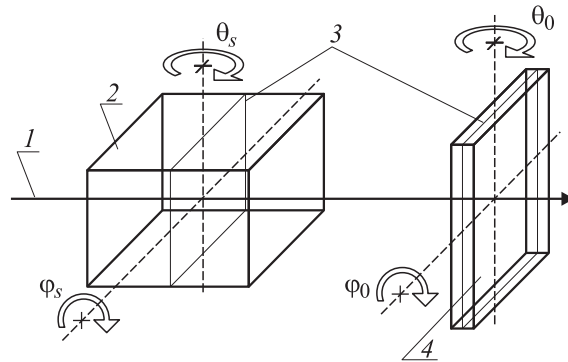
и

$$\lambda_0 \approx 2d_0(1 + \xi\Delta T) \left(1 - \frac{\theta_0^2}{2}\right), \quad (6)$$

где  $\xi$  — коэффициент теплового расширения кристалла,  $\Delta T$  — разница температуры образца и кристалла-отражателя. Из равенства длин волн  $\lambda_s = \lambda_0$ , регистрируемого как минимум интенсивности на детекторе



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки. 1 — фильтр высших порядков отражения (устанавливается по необходимости), 2 — защита из борированного полиэтилена, 3 — предварительный монохроматор нейтронов, 4 — положение кристаллографической плоскости, 5 — исследуемый образец, 6 — защита детектора, 7 — нейтронный детектор, 8 — ловушка прямого пучка нейтронов, 9 — корпус термостата отражателя, 10 — система водяного охлаждения, 11 — платформа горизонтального перемещения образца, 12 — корпус термостата образца, 13 — ловушка отраженного пучка нейтронов, 14 — кристалл-монохроматор с коэффициентом отражения 50%, 15 — кристалл-отражатель, 16 — элементы Пельтье для регулировки температуры отражателя.



**Рис. 5.** Схема угловой юстировки кристаллов. 1 — пучок нейтронов, 2 — образец, 3 — отражающие плоскости, 4 — кристалл-отражатель.

(позиция 7, рис. 4), получим

$$\begin{aligned} \Delta d &= d_0 \frac{\theta_s^2 - \theta_0^2(1 + \xi\Delta T) + 2\xi\Delta T}{2 - \theta_0^2} \\ &\approx d_0 \left( \frac{\theta_s^2 - \theta_0^2}{2} + \xi\Delta T \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, систематическая ошибка, обусловленная неточной угловой ориентацией кристаллов, составит:

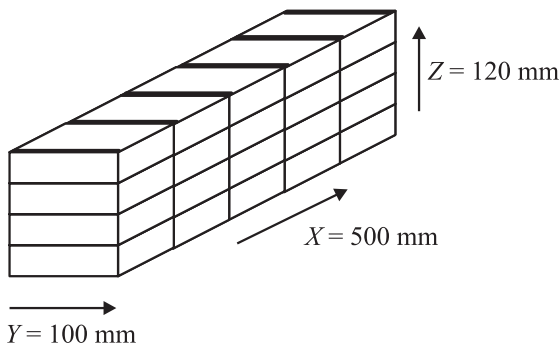
$$(\Delta d/d)_\theta = \frac{\theta_s^2 - \theta_0^2}{2}, \quad (8)$$

## 2.1. Юстировка кристаллов

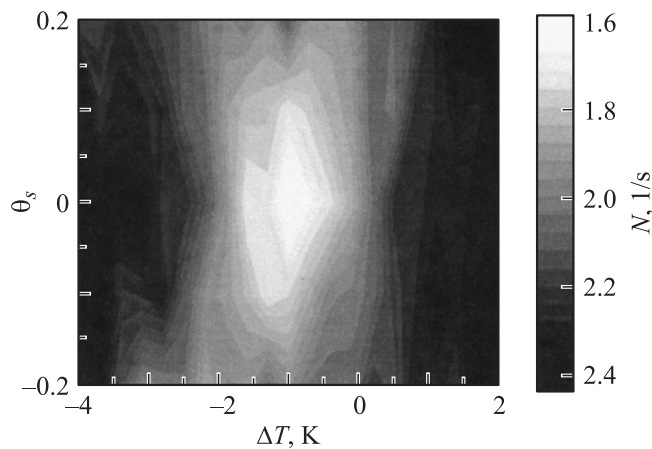
Как уже ранее подчеркивалось, в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона необходимо иметь кристалл с разбросом межплоскостных расстояний по объему  $\Delta d < 10^{-5}$ . При этом кристалл предполагается собрать из 20 отдельных блоков (рис. 6).

Таким образом, нужно иметь возможность измерить межплоскостное расстояние каждого кристалла относительно некоторого реперного образца с точностью лучше чем  $\Delta d/d \approx 10^{-6}$ , т.е. систематическая ошибка (8) должна быть менее  $10^{-6}$ , что накладывает соответствующие требования на точность юстировки кристаллов относительно пучка нейтронов. Нетрудно видеть, что  $\Delta d/d \approx 10^{-6}$  соответствует  $\sigma(\theta_s) \approx \sigma(\theta_0) \approx 10^{-3}$  rad.

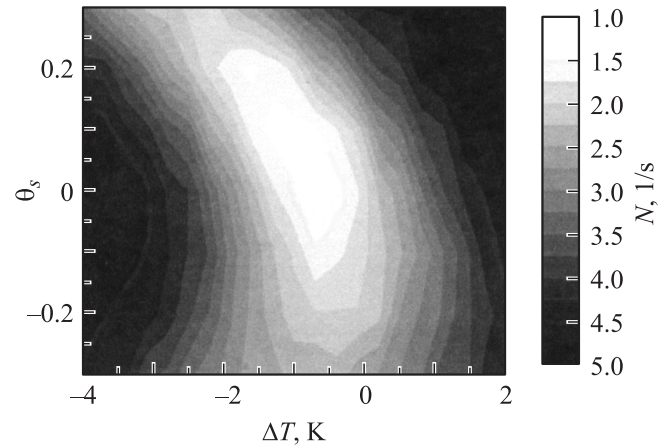
В проведенном эксперименте процедура юстировки заключалась в одновременном сканировании по углу образца  $\varphi_s$  или  $\theta_s$  (рис. 5) и разнице температур  $\Delta T$ . Для определенности рассмотрим процедуру юстировки по  $\theta$  (рис. 5). При  $\theta_0 \approx 0$  должна наблюдаться симметричная картина, пример которой приведен на рис. 7. Наличие разъюстировки кристалла-отражателя, т.е.  $\theta_0 \neq 0$ , приводит к перекосу картины, пример такой ситуации показан на рис. 8.



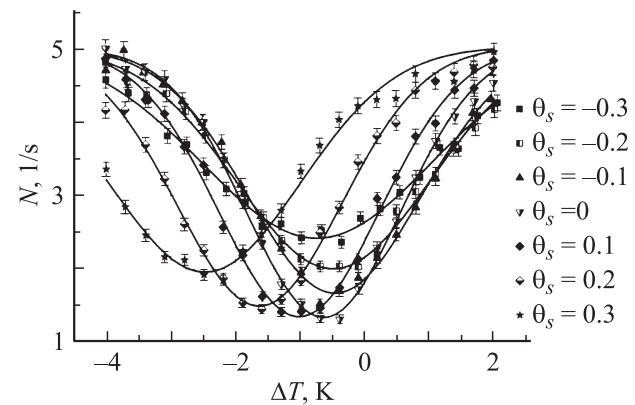
**Рис. 6.** Общий вид составного кристалла кварца, предполагаемого к использованию в ЭДМ-эксперименте. X, Y и Z — кристаллографические оси.



**Рис. 7.** Карта распределения интенсивности для случая  $\theta_0 \approx 0$ .



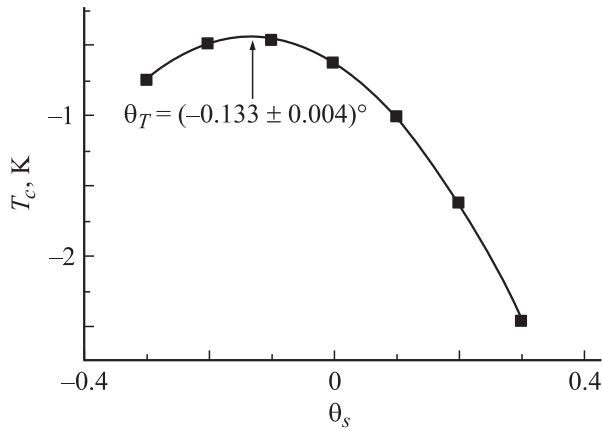
**Рис. 8.** Карта распределения интенсивности для случая  $\theta_0 \neq 0$ .



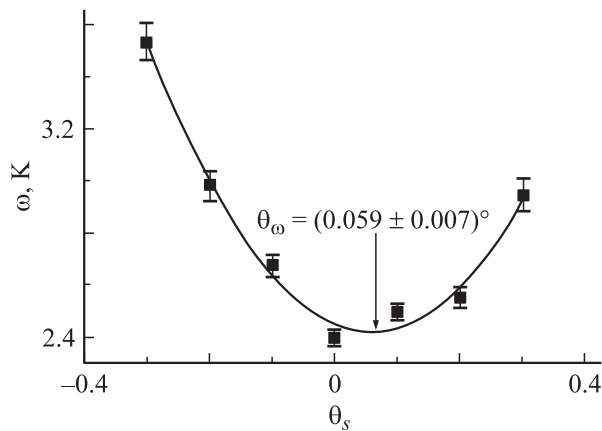
**Рис. 9.** Пример зависимости регистрируемой интенсивности от разницы температур двух кристаллов  $\Delta T$  при различных углах ориентации образца  $\theta_s$ . Представленные кривые соответствуют данным рис. 8.

Количественное значение разъюстировки можно определить из результатов подгонки зависимости регистрируемой интенсивности от разницы температур  $\Delta T$  при различных углах ориентации кристалла  $\theta_s$  (рис. 9). Каждая кривая на рис. 9 характеризуется положением  $T_c$  и шириной  $\omega$ .

Пример зависимостей  $T_c$  и  $\omega$  от угла  $\theta_s$  приведен на рис. 10 и 11 соответственно. Данные зависимости получены при обработке данных, представленных на рис. 8, 9. Обе кривые на рис. 10, 11 хорошо описываются параболическими зависимостями, и при правильной юстировке положение максимума  $\theta_T$  на кривой  $T_c(\theta_s)$  должно совпадать с положением минимума  $\theta_\omega$  на кривой  $\omega(\theta_s)$ . Количественной характеристикой разъюстировки кристалла-отражателя и будет  $\Delta\theta_0 = \theta_T - \theta_\omega$ . Из рис. 10, 11 следует, что  $\Delta\theta_0 = (0.192 \pm 0.008)^\circ = (34 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$  rad. Нетрудно получить из (8), что это соответствует систематической ошибке в измерении межплоскостного расстояния  $(\Delta d/d)_\theta \approx 0.6 \cdot 10^{-5}$ , эта точ-



**Рис. 10.** Зависимость положения линии  $T_c$  (см. рис. 9) от углового положения  $\theta_s$  исследуемого образца.



**Рис. 11.** Зависимость ширины линии  $\omega$  (см. рис. 9) от углового положения  $\theta_s$  исследуемого образца.

ность неприемлема. Аналогичная процедура обработки данных, представленных на рис. 7, дает  $\Delta\theta_0 = (0.044 \pm 0.015)^0 = (7.7 \pm 2.6) \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ , что приводит к ошибке в межплоскостном расстоянии  $(\Delta d/d)_\theta \approx 3 \cdot 10^{-7}$ .

**2.2. Система монохроматизации и выведения пучка**

Необходимо отдельно остановиться на системе предварительной монохроматизации пучка (позиция 3, рис. 4) и работе кристалла-монокроматора с коэффициентом отражения  $R \approx 1/2$  (позиция 4, рис. 4). В устройствах нами использовались кристаллы пиролитического графита (PG), плоскость (002) (межплоскостное расстояние  $d = 3.35 \text{ \AA}$ , структурный фактор отражения  $E_{(002)} = 26 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ). Мозаичность кристаллов составляла  $\omega_{PG} \approx 1^\circ$ .

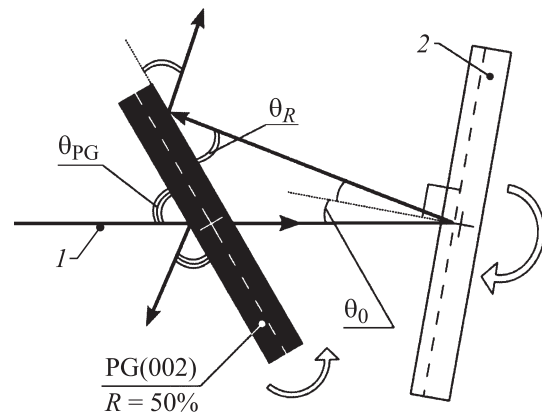
Рассмотрим более подробно работу кристалла с  $R \approx 1/2$  (рис. 12). Пусть  $R$  — коэффициент отражения нейтронов нужной нам длины волны кристалла PG. Эти нейтроны проходят через кристалл PG с коэффициентом

пропускания  $T = 1 - R$ , поворачиваются обратно кристаллом-отражателем (позиция 15, рис. 4) и затем отражаются в детектор кристаллом PG с коэффициентом отражения  $R'$ . В случае поворота нейтронов строго назад на кристалле-отражателе  $\theta_0 = 0$  (рис. 12),  $R = R'$  и суммарный коэффициент пропускания системы от падающего пучка до детектора равен  $K_R = R(1 - R)$ . Нетрудно видеть, что данная величина имеет максимум, равный  $1/4$  при  $R = 1/2$ .

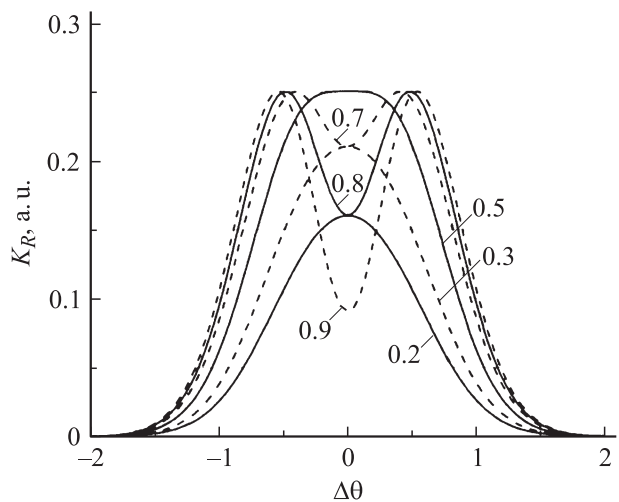
Рассмотрим общий случай, когда  $R \neq 1/2$  и  $\theta \neq 0$ . Пусть кристалл PG имеет мозаичность, равную  $\omega_m$ . Тогда коэффициент отражения нейтронов с фиксированной длиной волны имеет вид

$$R(\Delta\theta) = R e^{-2(\frac{\Delta\theta}{\omega_m})^2}, \tag{9}$$

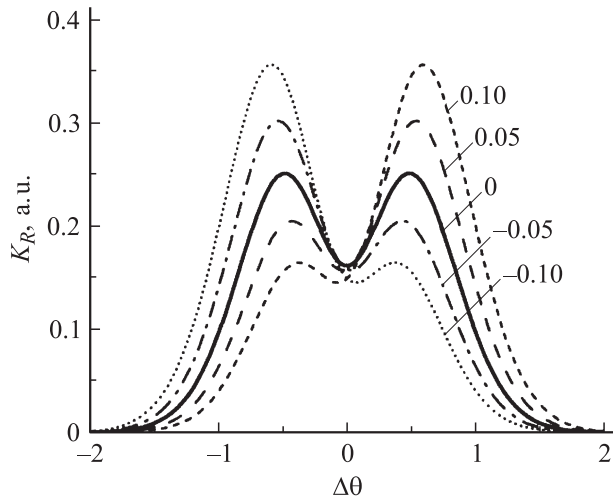
где  $\Delta\theta = \theta_{PG} - \theta_B^{PG}$  и  $\theta_B^{PG}$  — угол Брэгга, соответствующий данной длине волны нейтрона.



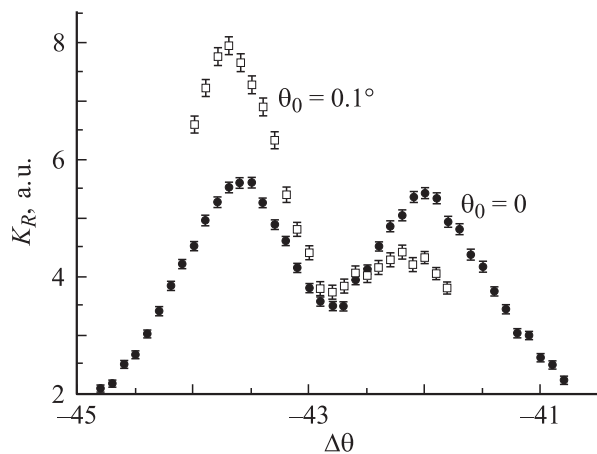
**Рис. 12.** Узел кристалла-отражателя. 1 — пучок нейтронов, 2 — кристалл-отражатель,  $R$  — коэффициент отражения нейтронов, PG — пиролитический графит.



**Рис. 13.** Зависимости коэффициента пропускания  $K_R(\Delta\theta)$  узла кристалла-отражателя (рис. 12) при различных  $R$  (указанных на рисунке) и  $\theta_0 = 0$ .



**Рис. 14.** Зависимости коэффициента пропускания  $K_R(\Delta\theta)$  узла кристалла-отражателя (рис. 12) при различных  $\theta_0$  (указанных на рисунке) и  $R = 0.8$ .



**Рис. 15.** Экспериментальные зависимости коэффициента пропускания  $K_R$ . Значения  $\theta_0$  указаны на рисунке.

Полный коэффициент прохождения будет равен

$$K_R(\Delta\theta) = (1 - R e^{-2(\frac{\Delta\theta}{\omega_m})^2}) R e^{-2(\frac{\Delta\theta + 2\theta_0}{\omega_m})^2}. \quad (10)$$

Пример зависимостей  $K_R(\Delta\theta)$  при различных  $R$  показан на рис. 13. При  $R > 0.5$  возникает характерная двугорбая структура, связанная с тем, что при  $R > 0.5$  максимум  $K_R$  будет наблюдаться не при  $\Delta\theta = 0$ , а при таком значении  $\Delta\theta$ , когда  $R(\Delta\theta) = 0.5$ , т.е. симметрично относительно нуля. На рис. 14 приведена зависимость  $K_R(\Delta\theta)$  при  $R = 0.8$  и различных ориентациях кристалла-отражателя, т.е. при разных  $\theta_0$ . Видно, что при разных  $\theta_0$  начинает доминировать левый либо правый пик в зависимости от знака  $\theta_0$ .

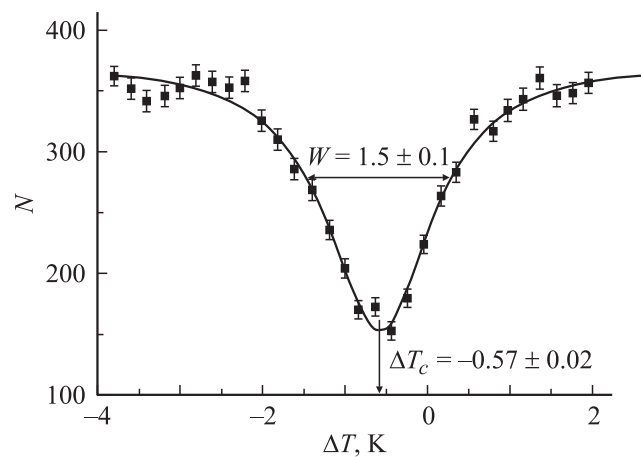
На рис. 15 приведены экспериментально измеренные зависимости  $K_R(\Delta\theta)$  при двух ориентациях отражателя. Видно, что форма кривой действительно имеет двугорбую структуру и интенсивность перекачивается из

правого пика в левый, в зависимости от ориентации отражателя. Кроме того, видно, что коэффициент отражения  $R$  у кристалла пиролитического графита, реально используемого в эксперименте, существенно больше  $1/2$ . Из анализа полученных данных было установлено, что  $R_{\text{exp}} \approx 0.8$ , что определялось толщиной существующего кристалла ( $L_{\text{PG}} \approx 0.8 \text{ mm}$ ), и величина  $R_{\text{exp}}$  — далека от оптимального значения. Для получения  $R = 0.5$  необходим кристалл существенно меньшей толщины ( $L \approx 0.3 \text{ mm}$ ). Изготовление такого тонкого кристалла пиролитического графита представляет собой определенную проблему, а попытка уменьшить толщину имеющегося кристалла, например, путем механической обработки непременно сказалась бы на его характеристиках (однородности, степени мозаичности и т.д.)

### 3. Результаты тестирования кристаллов кварца

Как уже говорилось, основной задачей, поставленной при проведении данного исследования, была подготовка сборки кристаллов для планируемого эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом [2]. На первом этапе были протестированы кристаллы, имеющиеся в наличии. Это был набор разнородных образцов различного происхождения: несколько кристаллов природного происхождения и несколько искусственно выращенных кристаллов.

Примеры экспериментальных зависимостей регистрируемой интенсивности от разницы температур образца и кристалла отражателя показаны на рис. 16, 17. Видно, что кривые на этих рисунках различаются как по ширине, так и по положению. Такие зависимости измерялись для всех образцов и из них извлекались положение и ширина линии, из которых, с учетом коэффи-



**Рис. 16.** Зависимость регистрируемой интенсивности нейтронов от разницы температуры образца (позиция 5, рис. 4) и кристалла-отражателя (позиция 15, рис. 4) для случая, когда мозаика кристалла  $\Delta_d$  много меньше брэгговской ширины отражения  $\Delta_b$ .

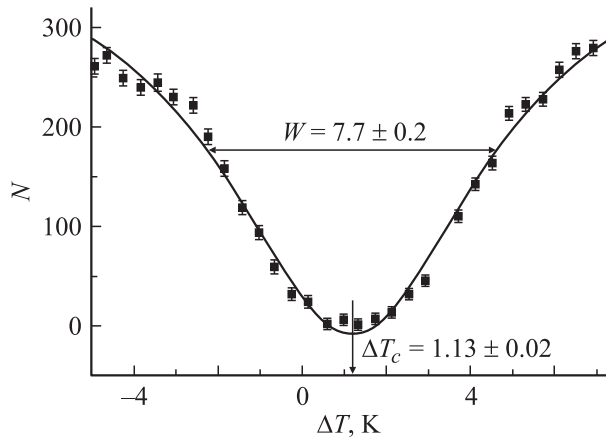


Рис. 17. Экспериментальная зависимость, представленная на рис. 16, для случая  $\Delta_d > \Delta_B$ .

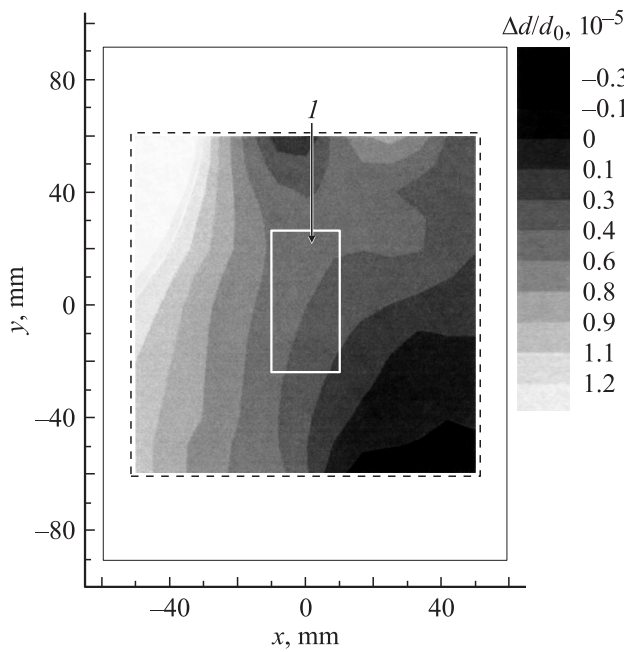


Рис. 18. Пространственное распределение относительного межплоскостного расстояния по образцу кристалла кварца. *l* — рабочая область.

циента теплового расширения кварца, можно получить параметры исследуемого образца, такие как вариацию межплоскостного расстояния относительно кристалла-отражателя  $\Delta d/d_0$  и ширину отражения  $W_d$  в единицах величины межплоскостного расстояния  $\Delta d/d$ . Кроме того, для образцов большого размера снималось пространственное распределение параметров  $\Delta d/d_0$  и  $W_d$ .

Примеры пространственного распределения  $\Delta d/d_0$  и  $W_d$  для природного кристалла размером  $120 \times 180 \times 8$  mm приведены на рис. 18, 19. Этот образец исследовался более подробно, так как в дальнейшем он служил в качестве кристалла-отражателя (рис. 12). Рабочая область кристалла, которая была использована

в дальнейших экспериментах для отражения нейтронов, выделена в середине кристалла. Проведенное исследование показало, что разброс межплоскостного расстояния в этой области не превышает  $\Delta d/d \approx 2 \cdot 10^{-6}$ .

Результаты исследования различных образцов кварца сведены на рис. 20. Кристаллы условно разбиты на три группы — „хорошие“ искусственные, „плохие“ искусственные и кристаллы естественного происхождения

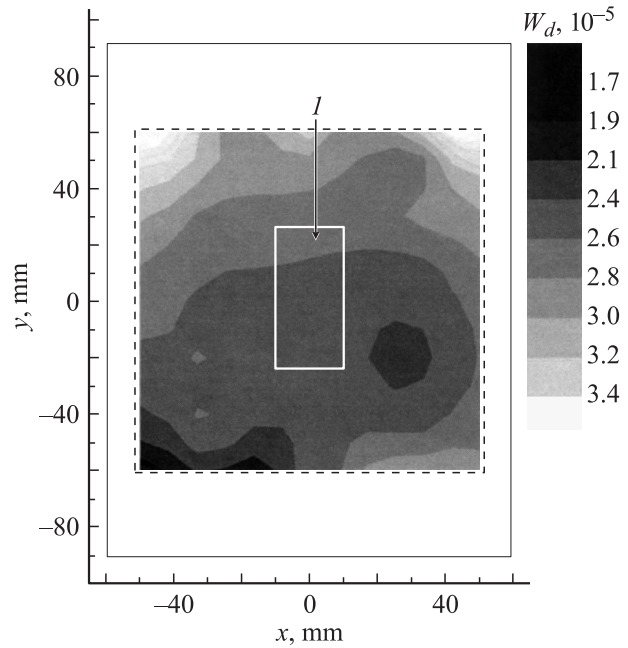


Рис. 19. Пространственное распределение ширины рефлекса ( $W_d$ ) по образцу кристалла кварца. *l* — рабочая область.

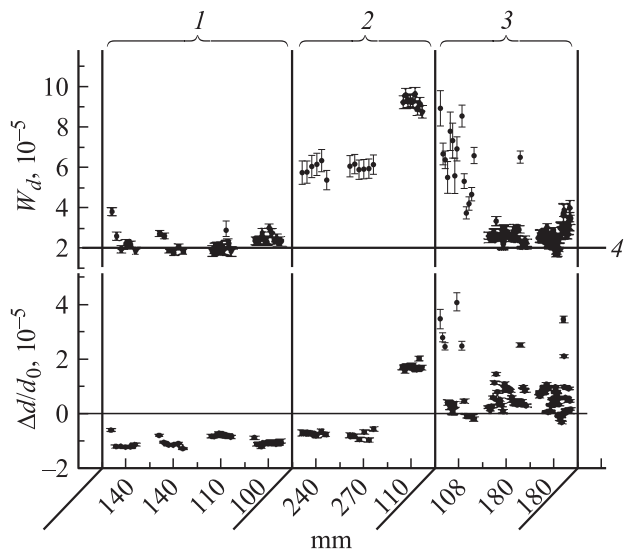
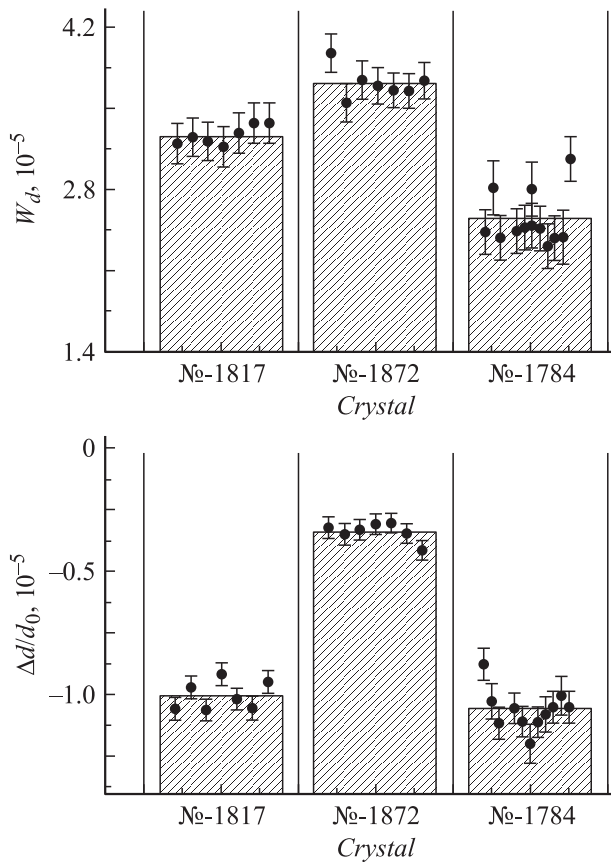


Рис. 20. Сводный график параметров мозаичности и относительного изменения межплоскостного расстояния различных образцов кристалла кварца. *1* — „хорошие“ искусственные кристаллы, *2* — „плохие“ искусственные кристаллы, *3* — природные кристаллы, *4* — теория для идеального кристалла.



**Рис. 21.** Результаты анализа образцов пьезоэлектрического и оптического кварца, выращенных во ВНИИСИМС.

(природные). Основные выводы из этих предварительных исследований заключаются в следующем.

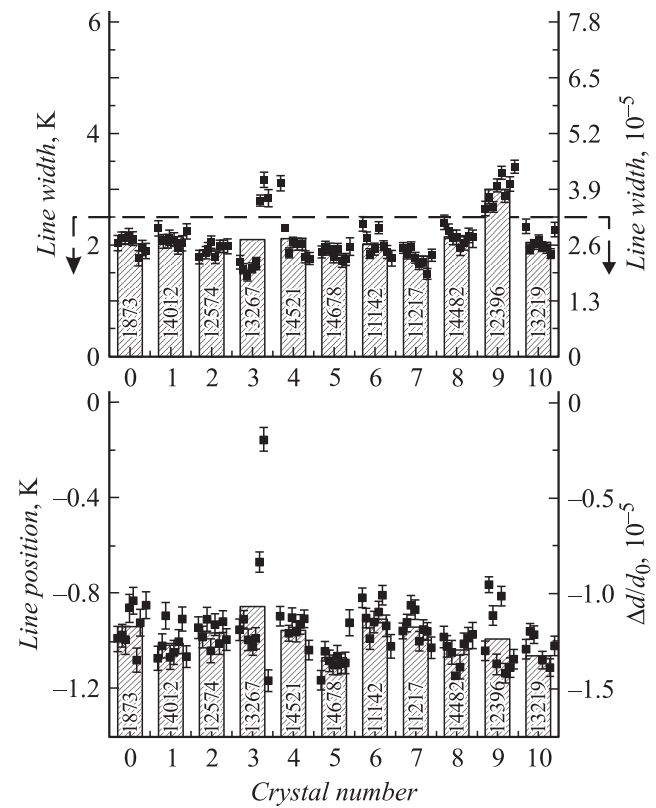
1. Искусственные кристаллы обычно имеют большую однородность, чем естественные.

2. Природные кристаллы имеют большой разброс в параметрах решетки. В них присутствуют области очень высокого совершенства, однако размер этих областей обычно мал, и собрать из них кристалл большого объема, который требуется для ЭДМ-эксперимента, представляется невыполнимой задачей.

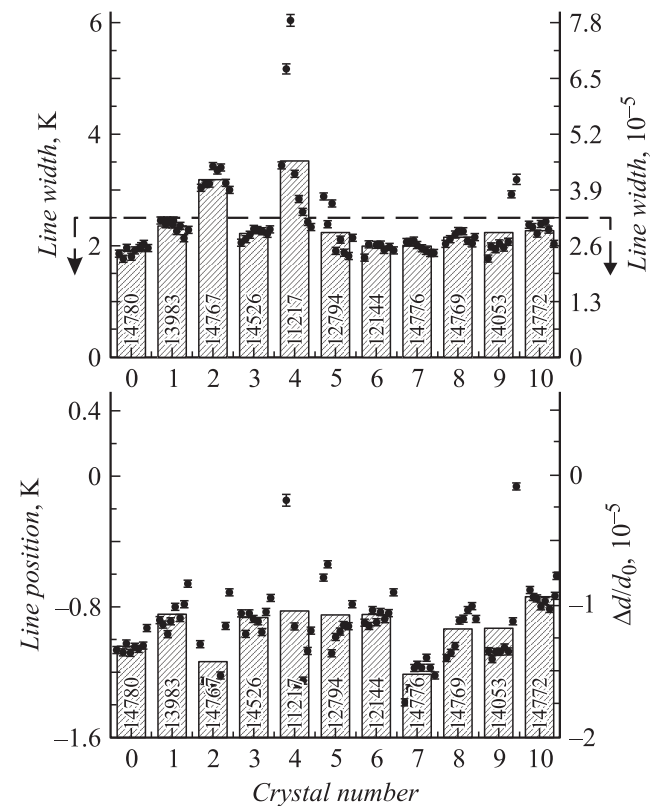
3. По-видимому, наиболее перспективными для ЭДМ-эксперимента являются искусственные кристаллы, однако требуется серьезный отбор этих кристаллов, так как далеко не все из них имеют высокую однородность и малую мозаику.

На втором этапе был проведен анализ того, какие из искусственно выращиваемых кристаллов имеют наилучшие параметры. Были исследованы несколько образцов, выращенных во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС, Владимирская обл., г. Александров).

1. Образец пьезоэлектрического кварца размером  $15 \times 100 \times 100$  mm, ху срез (№ 1872).



**Рис. 22.** Результаты анализа параметров мозаичности и межплоскостного расстояния первой партии образцов оптического кварца, полученных из ВНИИСИМС.



**Рис. 23.** Результаты анализа второй партии образцов оптического кварца.



2. Образец оптического кварца размером  $50 \times 100 \times 30$  mm,  $z$  у срез (№ 1817).

3. Образец оптического кварца размером  $100 \times 100 \times 30$  mm,  $z$  срез (№ 1784).

Результаты измерений этих образцов приведены на рис. 21. Оказалось, что лучшими параметрами обладают образцы оптического кварца  $z$ -ориентации (№ 1784).

В итоге было приобретено две партии оптического кварца  $z$ -ориентации. Общее количество кристаллов — 22 штуки размером  $100 \times 100 \times (25-45)$  mm каждый. Результаты анализа этих кристаллов показаны на рис. 22, 23. Пунктиром показана граница допустимой ширины рефлекса  $W_d$ , ниже которой уменьшение величины электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, не превышает 20%, см. уравнение (1).

По результатам теста были отбракованы 7 кристаллов (№ 13 267, 14 521, 12 396, 14 767, 11 217, 12 794, 14 053). Оставшиеся 15 образцов позволяют собрать составной кристалл с суммарным размером  $100 \times 100 \times 500$  cm.

## Заключение

Отработана методика анализа совершенства больших кристаллов с помощью измерения параметра межплоскостного расстояния с относительной точностью  $\Delta d/d \approx 10^{-7}$ . Проведен анализ различных образцов кристалла кварца, имеющих как природное, так и искусственное происхождение. Показано, что для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона наилучшими являются кристаллы кварца оптического качества, выращенные во ВНИИСИМС.

В результате работы отобраны кристаллы с разбросом межплоскостного расстояния  $\Delta d/d_0 \leq 5 \cdot 10^{-6}$  и суммарным размером  $100 \times 100 \times 500$  mm. Использование такого (составного) кристалла в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона позволит достичь чувствительности  $\sigma_d(2-3) \cdot 10^{-26}$  e · cm за 100 дней измерений.

В заключение авторы хотели бы высказать благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ РАН).

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-00446-а и программой Министерства образования и науки РФ „Развитие научного потенциала высшей школы“ (проект № 2.1.1/2007).

## Список литературы

- [1] Fedorov V.V., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2006. Vol. B252. P. 131.
- [2] Fedorov V.V., Jentschel M., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Lelièvre-Berna E., Nesvizhevsky V., Petoukhov A., Semenikhin S.Yu., Soldner T., Voronin V.V., Braginetz Yu.P. // Nucl. Phys. 2009. Vol. A827. P. 538.
- [3] Alexeev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. Vol. 284. P. 181; JETP. 1989. Vol. 69. P. 1083.

- [4] Harris P.G., Baker C.A., Green K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 904.
- [5] Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V. et al. // Yad. Fiz. 1996. Vol. 59. P. 1204.
- [6] Pendlebury J.M., Heil W., Sobolev Yu., Harris P.G., Richardson J.D., Baskin R.J., Doyle D.D., Geltenbort P., Green K., van der Grinten M.G.D., Iaydjiev P.S., Ivanov S.N., May D.J.R., and Smith K.F. // Phys. Rev. 2004. Vol. A70. P. 032 102.
- [7] Fedorov V.V., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V., Braginetz Yu.P., Amosov K.Yu. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2008. Vol. A593. P. 472.