

07;12

## Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующий кристалл ниобата лития

© В.Н. Трушин, А.А. Жолудев, М.А. Фаддеев, Е.В. Чупрунов, А.Ф. Хохлов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 4 марта 1996 г.)

Рассмотрен возможный механизм формирования и обработки рентгеновского изображения с использованием соответствующего оптического изображения в качестве шаблона. Метод основан на тепловом влиянии света на рентгенодифракционные параметры кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Предложен механизм влияния градиентов температурных полей, формируемых в кристалле на рентгеноструктурные параметры кристалла. Содержатся сведения, позволяющие оценить некоторые практические аспекты применения наблюдаемого эффекта в технике.

Интенсивность рентгеновских дифракционных максимумов для массивных идеальных кристаллов отличается от интенсивности соответствующих максимумов слабо искаженных кристаллов вследствие эффектов динамического рассеяния рентгеновских лучей [1]. Это дает возможность с помощью внешних воздействий, изменяющих структуру дифрагирующего кристалла, управлять его рентгенодифракционными параметрами (РДП). Таким образом, могут быть решены многие актуальные задачи рентгеновской оптики, в частности получение пространственно-неоднородных рентгеновских пучков переменной интенсивности (рентгеновских изображений).

Для массивного, слабо искаженного кристалла пространственное распределение интенсивности в дифрагированном рентгеновском пучке определяется как выходом локальных областей дифрагирующего объема из отражающего положения, так и эффектами динамического рассеяния. Внешнее воздействие на кристалл может изменять воздействие обоих факторов на РДП. В результате пространственная структура рентгеновских пучков при определенных условиях может соответствовать внешнему сигналу.

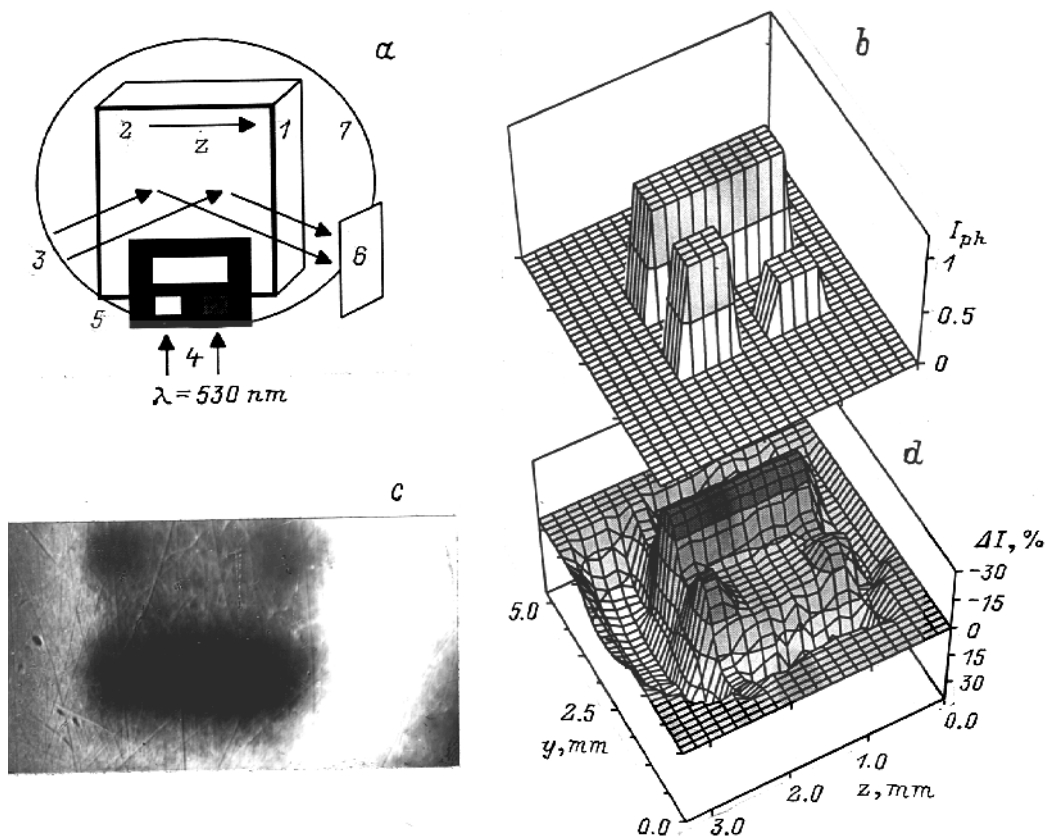
Одним из способов воздействия на дифрагирующий кристалл является формирование в нем поля неоднородной деформации, вызванного неоднородным полем температуры [2]. В [3–5] рассматривалось влияние неоднородного поля температур, вызванного воздействием лазерного излучения малой мощности на РДП. Результаты экспериментов подтвердили возможность получения таким способом рентгеновских изображений.

В данной работе исследовались особенности пространственной структуры рентгеновского дифракционного пучка от кристалла ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) при облучении дифрагирующего кристалла пространственно-модулированным лазерным пучком.

Эксперимент проводился на двухкристальном рентгеновском спектрометре по схеме  $(n, -n)$  с высоким

угловым разрешением. В качестве монохроматора использовался кристалл Ge (отражение 511). Исследуемый монокристалл ниобата лития размером  $30 \times 20 \times 2$  мм устанавливался в отражающее положение (рис. 1, а) для рефлекса (066). Рентгеновский пучок падал на "черненую" поверхность 2  $Y$ -среза кристалла. Одновременно поверхность 2 кристалла освещалась светом непрерывного ИАГ: Nd лазера 4 (длина волны  $1.06 \mu\text{m}$ , плотность излучения  $0.02 \text{ W} \cdot \text{mm}^2$ ) через транспарант 5. На поверхности кристалла транспарантом формировалось оптическое изображение в виде одного прямоугольного ( $0.7 \times 1.6 \text{ mm}$ ) и двух квадратных ( $0.6 \times 0.6 \text{ mm}$ ) световых пятен. При прохождении через квадратное отверстие, которое на рисунке заштриховано, световое излучение ослаблялось нейтральным светофильтром на 50%. Полированная поверхность кристалла  $\text{LiNbO}_3$  1, противоположная облучаемой поверхности, прижималась к полированной поверхности массивного металлического держателя 7, служащего для отвода тепла. Пучок 3 рентгеновского излучения  $\text{CuK}_\alpha$  с апертурой  $4 \times 15 \text{ mm}^2$  падал на кристалл в область оптического изображения. Структура дифракционного максимума кристалла фиксировалась на фотопластинке 6 в виде топограммы. Время эксперимента 45 min. На рис. 1, б показано распределение нормированной относительно плотности излучения падающего на транспарант света интенсивности  $I_{ph}$  оптического изображения, формируемого на поверхности кристалла. Типичная топограмма (рентгеновское изображение) приведена на рис. 1, с. Пространственная структура дифрагированного рентгеновского пучка характеризовалась с помощью параметра  $\Delta I_{(x,y)} = I_{xy} - I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность дифракционного максимума от неосвещенной поверхности образца. Распределение степени почернения  $\Delta I$  фотопластинки 6, соответствующей интенсивности в сечении рентгеновского пучка, показано на рис. 1, д.

Интенсивность оптического излучения подбиралась такой, чтобы воздействие имело полностью обратимый характер. Это контролировалось по виду дополнитель-



**Рис. 1.** Схема (а) и результаты формирования рентгеновского изображения с помощью засветки "черной" поверхности  $Y$ -среза кристалла  $\text{LiNbO}_3$  оптическим изображением (б). с — фотография, d — псевдотрехмерное распределение энергии в рентгеновском изображении.

ной топограммы, полученной после выключения оптической засветки.

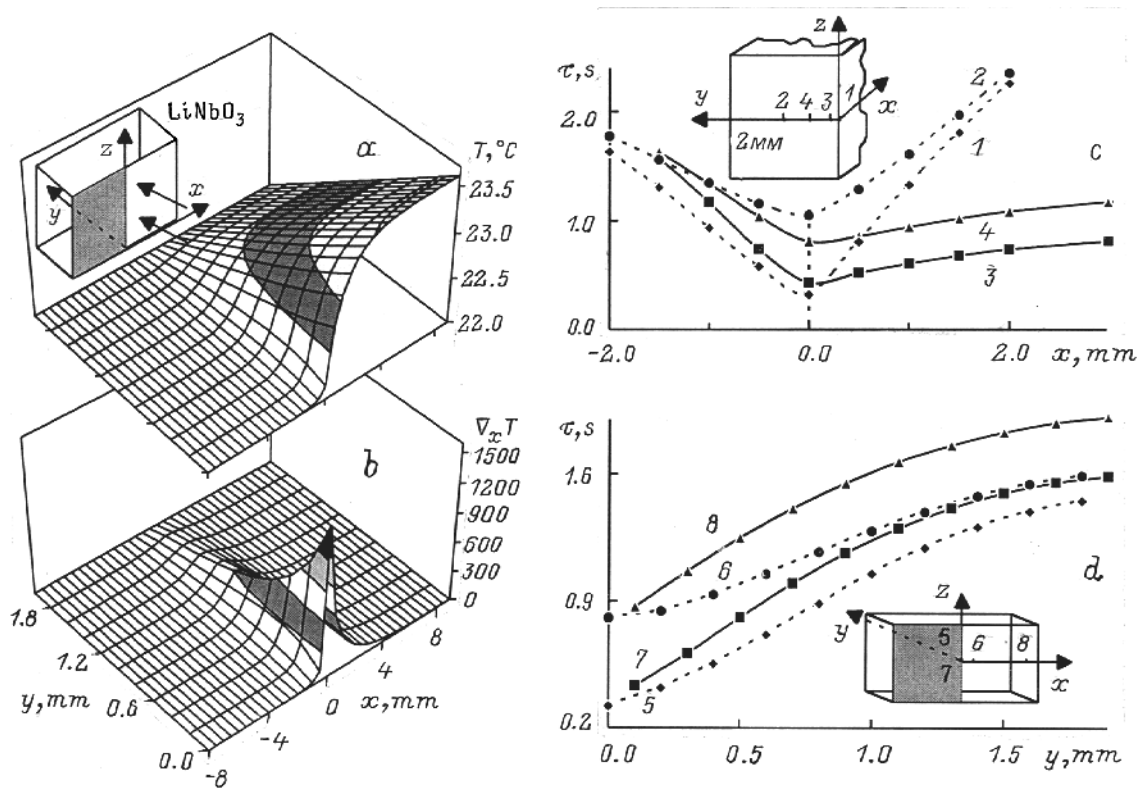
Полученное рентгеновское изображение (рис. 1, с, d) является в целом инверсным по отношению к оптическому изображению. В нем наблюдаются области как повышенной, так и пониженной интенсивности рентгеновского излучения. Области с пониженной интенсивностью, соответствующие освещенным участкам поверхности, окружены областями повышенной интенсивности, находящимися в области геометрической тени. Максимальный контраст наблюдаемого изображения  $\sim 60\%$ .

Механизм формирования рентгеновского изображения связывается нами с изменениями условий дифракции рентгеновского излучения вследствие структурных искажений, вызванных неоднородными термоиндуцированными деформациями, распределение которых определяется пространственно-временной структурой оптического изображения. Возникающие искажения приводят к локальному изменению РДП кристалла.

Для объяснения деталей наблюдаемого рентгеновского изображения было проведено математическое моделирование поля температуры внутри кристалла вблизи границы свет-темнота в процессе освещения поверхности кристалла. Временное уравнение теплопроводности для кристалла  $\text{LiNbO}_3$  решалось численно с учетом

температурной зависимости компонент тензоров теплопроводности и теплоемкости кристалла.

На рис. 2 представлены результаты моделирования установившегося температурного поля  $T$  (а) и  $x$ -компоненты градиента  $\nabla_x T$  (б) в кристалле после 5 с освещения. Поле температуры в окрестности границы свет-темнота неоднородно в полосе шириной примерно 6 мм. Поле  $\nabla_x T$  в этой области имеет вид острого максимума с шириной на полувысоте около 1 мм. Пик  $\nabla_x T$  по положению и по ширине совпадает с переходной областью рентгеновского изображения, соответствующей краям оптического изображения транспаранта. Максимум  $\nabla_x T$  несимметричен относительно границы свет-темнота и имеет большую протяженность в освещенной области. Экспериментально измеренная (рис. 1) протяженность области повышенной интенсивности дифрагирующего рентгеновского излучения в тени ( $\approx 1.2$  мм) существенно больше смоделированной области изменения температуры ( $\approx 4$  мм) и практически совпадает с областью изменения  $\nabla_x T$ . Это дает возможность предположить, что причиной формирования области с повышенной интенсивностью рентгеновского излучения, вероятнее всего, являются структурные искажения, инициированные неоднородным полем градиента температуры  $\nabla_x T$ .



**Рис. 2.** Двухмерное распределение температуры (а) и ее градиента (b) в плоскости  $Y$ -среза кристалла  $\text{LiNbO}_3$  при освещении поверхности  $XZ$  полубесконечного кристалла толщиной 2 мм оптическим изображением в виде границы свет–темнота ( $x = 0$ ) в течение 5 с с плотностью мощности  $0.02 \text{ W/mm}^2$ . Схема освещения образца показана в левом верхнем углу, где серым цветом отобразена область геометрической тени. Пространственные зависимости характерных времен установления температуры (3, 4, 7, 8) и компоненты градиента температуры (1, 2, 5, 6) в направлении, ортогональном границе свет–темнота (с) и по глубине образца (d) соответственно.  $y$ , мм: 1, 5, 7 — 0; 2 — 1; 3 — 0.1; 4, 6 — 0.5; 8 — 5.

Моделирование нагрева кристалла показало, что временные зависимости температуры и ее градиента аппроксимируются экспоненциальными функциями типа  $A \exp(-t/\tau)$ , где  $A$  — установившееся значение температуры или компоненты градиента в данной точке кристалла,  $t$  — время освещения поверхности кристалла,  $\tau$  — характерное время (время релаксации). Пространственные зависимости времен релаксации температуры и компоненты  $\nabla_x T$  по обе стороны от границы свет–темнота ( $\pm 2 \text{ mm}$ ) на разных глубинах образца представлены на рис. 2, с. Зависимости времен релаксации  $\tau_{(y)}$  от глубины на различных расстояниях от границы свет–темнота приведены на рис. 2, d.

При данной плотности оптического излучения стационарные распределения температуры и компонент ее градиента достигались за время, меньшее 4 и 2 с соответственно и в дальнейшем изменялись не более чем на 5%. При этом средняя температура образца менялась не более чем на  $0.5^\circ\text{C}$ . Время установления градиента температуры во всех точках кристалла заметно меньше времени установления температуры в тех же точках. Наименьшее время установления наблюдается в области, прилегающей к границе свет–темнота и вблизи поверхности кристалла, что обеспечивает первоначальное

быстрое формирование контуров рентгеновского изображения. Времена формирования рентгеновского изображения после включения засветки и его релаксации после ее выключения не превышают 2 и 0.3 с соответственно.

Формирование областей с пониженной и повышенной интенсивностью дифрагированного рентгеновского излучения, на наш взгляд, определяется по крайней мере двумя факторами. Один из них связан с изменением параметров решетки кристалла, вызванным тепловой деформацией области воздействия света. Это приводит к выходу кристалла из отражающего положения и, как следствие, к уменьшению интенсивности дифракционного максимума. Другой фактор определяется динамическими эффектами, проявление которых зависит от степени совершенства кристаллической решетки, величины и направления температурного градиента. Вклад в формирование изображения каждого из перечисленных факторов будет определяться распределением температурного градиента в области дифракции кристалла.

Так, увеличение интенсивности рентгеновского максимума вблизи границы света и тени может быть качественно объяснено следующим образом. Кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , использованный в эксперименте, имел высокую степень совершенства (ширина кривой качания око-

ло  $7''$ ), поэтому в этом случае проявляются динамические эффекты рассеяния рентгеновского излучения. Неоднородная тепловая деформация изменяет условия динамической дифракции рентгеновских лучей в кристалле, что приводит к увеличению интенсивности дифракционного максимума [2] и вызывает "оконтуривание" границ изображения. Разрешающая способность рентгеновского изображения, полученного с помощью кристалла ниобата лития, может быть определена из рис. 1,  $d$  и составляет не менее  $5 \text{ nm}^4$ .

Таким образом, распределение интенсивности рентгеновского излучения, дифрагированного от кристалла, находящегося под воздействием пространственно неоднородного лазерного излучения, находится в функциональной зависимости от распределения интенсивности в лазерном пучке, что позволяет формировать рентгеновские изображения.

## Список литературы

- [1] Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950. 572 с.
- [2] Навасардян М.А., Караханян Р.К., Безирганян П.А. // Кристаллография. 1970. Т. 15. № 2. С. 235–239.
- [3] Трушин В.Н., Жолудев А.А., Фаддеев М.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 9. С. 72–75.
- [4] Трушин В.Н., Чупрунов Е.В., Хохлов А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 19. С. 1749–1751.
- [5] Трушин В.Н., Рыжкова Т.М., Фаддеев М.А. и др. // Кристаллография. 1993. Т. 38. № 4. С. 213–218.