

УДК 548.732

ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРИ МОНОКРИСТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

**В.В. МАРГАРЯН^{2,3*}, К.Т. АЙРАПЕТЯН¹, С.Н. НОРЕЯН¹,
В.А. ХАЧАТРЯН^{4,5}, А.А. КИЗИРИДИ³, Л.Р. АЛОЯН^{3,6}**

¹Лаборатория рентгеновских пучков, Ереван, Армения

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

³Национальный исследовательский томский политехнический университет,
Томск, Россия

⁴Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

⁵Yang Institute for Theoretical Physics, Stony Brook University, Stony Brook, USA

⁶Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: marg-varдан@yandex.ru

(Поступила в редакцию 13 февраля 2017 г.)

Предложен метод для экспериментального исследования явления фокусировки рентгеновского излучения внутри монокристалла под действием температурного градиента. Показано, что в зависимости от значений температурного градиента четкость фокусировки дифрагированного рентгеновского излучения внутри кристалла увеличивается.

1. Введение

Создание новых более чувствительных и универсальных элементов рентгеновской оптики является актуальной задачей. Для решения этой задачи одним из необходимых факторов является создание альтернативных монохроматических источников рентгеновского излучения с управляемыми в пространстве и во времени параметрами такими, как интенсивность, угловое расхождение, фокусировка и т. д.

Наличие внешних акустических полей или температурного градиента в монокристалле позволяет управлять параметрами дифрагированного рентгеновского излучения в пространстве и во времени [1–8]. В работах [1–6] экспериментально исследовано явление полной переброски рентгеновских лучей из направления прохождения в направление отражения, а также поведение интерференционного коэффициента поглощения рентгеновского излучения в монокристалле кварца, находящегося под действием температурного градиента или

акустической волны, в геометрии Лауэ. В работах [7, 8] показано, что угловая ширина полностью перебрасываемого пучка сильно зависит от толщины перебрасывающего монокристалла и от расстояния источник – исследуемый образец.

В теоретической работе [9] рассмотрено формирование изображения отраженного излучения после кристалла и предсказано явление фокусировки слабопоглощающегося волнового поля. В дальнейшем [10, 11] было проведено детальное исследование явления фокусировки и дефокусировки рентгеновского излучения при внешних воздействиях и показано, что с помощью акустических полей и температурного градиента можно управлять местоположением фокуса дифрагированного пучка в пространстве и во времени, а также преобразовывать сферическую волну в плоскую. В работах [12, 13] рассмотрена возможность фокусировки отраженного жесткого рентгеновского излучения с большой угловой и спектральной шириной. В работе [14] показано, что фокусировка отраженного излучения всегда сопровождается фокусировкой слабопоглощающегося волнового поля внутри кристалла.

Исходя из вышесказанного и приведенного в работе [15] объяснения уменьшения интерференционного коэффициента поглощения рентгеновского излучения в монокристалле кварца, находящегося под воздействием температурного градиента или акустической волны, в геометрии Лауэ переброской сильнопоглощающегося волнового поля в слабопоглощающееся, интересно рассмотреть в этих условиях дифракционную фокусировку внутри кристалла. Настоящая работа посвящена исследованию фокусировки дифрагированного рентгеновского излучения внутри монокристалла кварца под воздействием температурного градиента.

2. Методика эксперимента

Рабочим пучком служило монохроматизированное рентгеновское излучение, полученное монохроматором Брэгга. Щель была расположена таким образом, чтобы от монохроматора отражались пучки $MoK\alpha_1$ и $MoK\alpha_2$ (рис.1).

Плоскопараллельная монокристаллическая пластина кварца с размерами $1.43 \times 10 \times 20$ мм³ и отражающими атомными плоскостями $(10\bar{1}1)$ служила исследуемым образцом. После юстировки образца в отражающем положении для $MoK\alpha_1$ по геометрии Лауэ регистрировались на расстояние $L = 3$ см от образца секционные топограммы отраженных и проходящих пучков в присутствии температурного градиента. Температурный градиент прикладывался перпендикулярно отражающим атомным плоскостям исследуемого образца и в ходе эксперимента изменялся от нуля до 130°С/см. Исследования фокусировки рентгеновских лучей проводились по двухкристальной схеме (n ; n) на дифрактометре ИРИС-2М

трубкой с молибденовым анодом. Для наблюдения за динамикой хода лучей в треугольнике Бормана перед входом в исследуемый монокристалл часть падающего рентгеновского пучка была закрыта поглощающим клиновидным экраном.

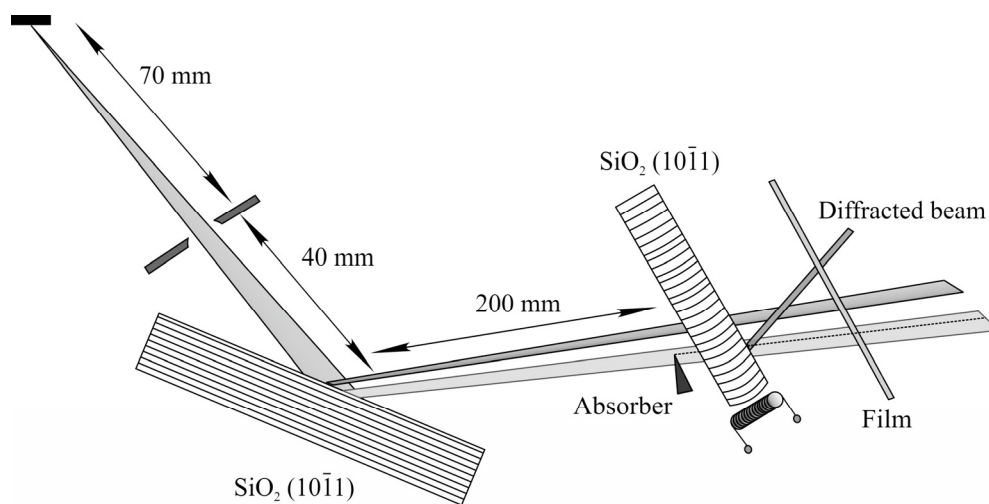


Рис.1. Схема эксперимента.

3. Результаты и их обсуждение

При схеме дифракции ($n; n$) на обратной стороне фронтального сечения дифрагированного отраженного пучка без температурного градиента проявляется нечеткое изображение прорезанного экрана (рис.2). Наличие температурного градиента приводит к росту интенсивности дифрагированного отраженного пучка, и на секционной топограмме более контрастно становится видна форма прорезанного экрана в перевернутом виде. На рис.2b стрелками показаны следы прорези на поперечном сечении первичного и отраженного пучков. При схеме ($n; n$) без температурного градиента в дифрагированном отраженном пучке по высоте прорези наблюдается только уменьшение интенсивности по общей ширине пучка (рис.2a). Однако, в присутствии и при постепенном увеличении температурного градиента ширина дифрагированного пучка медленно сужается и след прорези клина сначала слабо, потом отчетливо, появляется на обратной стороне дифрагированного отраженного пучка. Как видно из рисунка, форма прорези на дифрагированном отраженном пучке перевернута на другую сторону, что говорит о фокусировке падающего рентгеновского излучения внутри монокристалла.

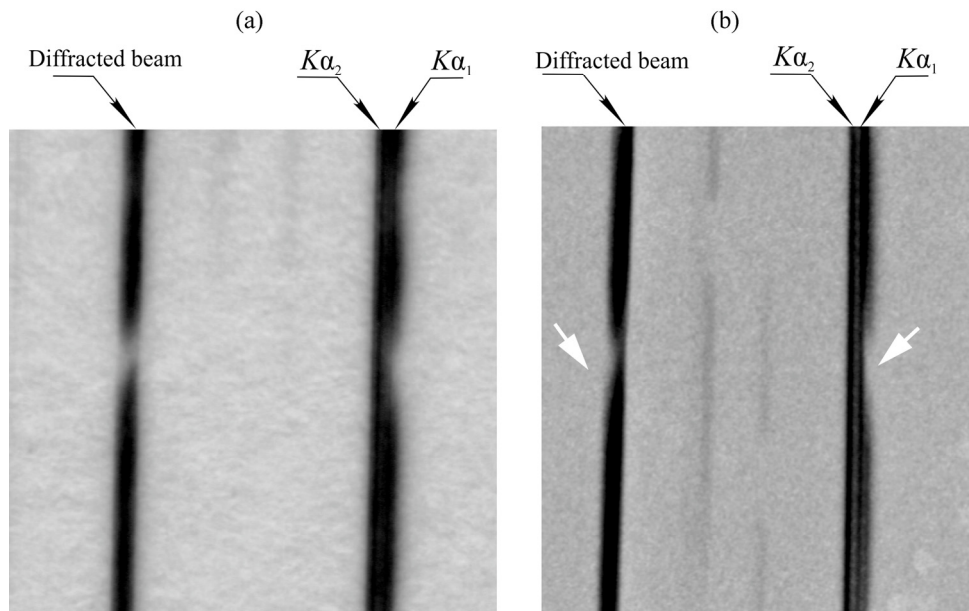


Рис.2. Поперечное сечение отраженных и проходящих пучков от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ SiO_2 ($t = 1.43$ мм) для (а) температурного градиента $50^\circ\text{C}/\text{см}$ и (b) без него.

В эксперименте исследована дифракция рентгеновского излучения $\text{MoK}\alpha_1$ от отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца, энергетическая дисперсия которого составляет $\Delta\lambda/\lambda = 3.7 \times 10^{-4}$, а экстинкционная длина для этих плоскостей $\Lambda = \frac{\lambda \cos \theta_B}{C |\chi_{hr}|} = 70$ мкм, где θ_B – угол Брэгга, χ_{hr} – действительная часть Фурье-компоненты поляризуемости кристалла, C – поляризационный фактор: $C=1$ для σ -поляризации и $C = \cos 2\theta_B$ для π -поляризации. Допустим, что на кристалл падает сферический рентгеновский пучок с угловой апертурой $2\Delta\varphi > 2\Delta\theta_B$, и кристалл находится в условии точного брэгговского отражения для излучения, проходящего через точку O внутри монокристалла, где $2\Delta\theta_B$ – полуширина максимума коэффициента отражения для данных атомных плоскостей (рис.3). У входа в монокристалл начинается рассеяние рентгеновского излучения и внутри столика Бормана формируется поле динамического рассеяния. От выхода (AA_1) рассеивающего монокристалла формируется дифрагированный отраженный пучок и, продолжая распространяться в вакууме, дифракционно фокусируется на расстоянии L_{f0} от рассеивающего монокристалла. Глубина фокусировки внутри кристалла определяется формулой

$z_f = \frac{|\chi_{hr}| CL_0}{\sin \theta_B \sin 2\theta_B}$, а фокусное расстояние вне кристалла – выражением

$L_{f0} = \Gamma t - L_0$ [14], где $\Gamma = \frac{\sin \theta_B \sin 2\theta_B}{|\chi_{hr}| C}$, t – толщина кристалла, L_0 – расстояние

источник – кристалл. В данной работе $L_0 = 310$ мм, $\theta_B = 6.1^\circ$ и $\chi_{hr} = 10^{-6}$ при σ -поляризации, следовательно, $z_f = 14.8$ мкм и $L_{f0} = 29.7$ м.

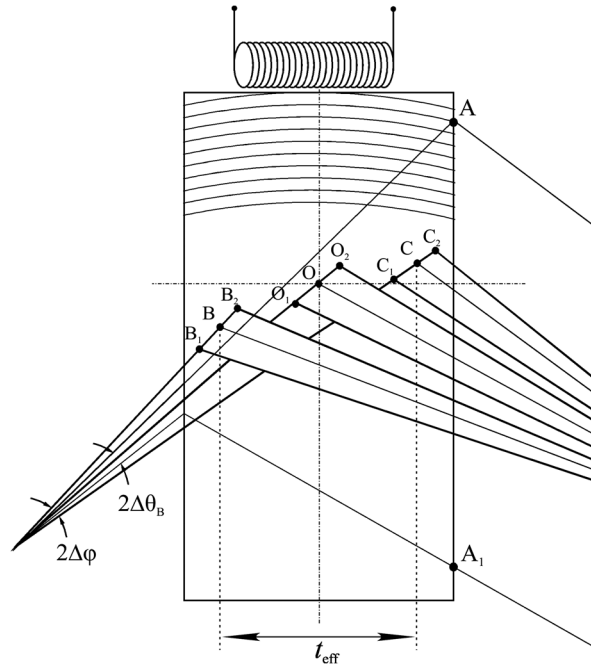


Рис.3. Схематическое представление взаимного расположения дифрагирующих областей сформированных отраженных пучков.

Наличие температурного градиента приводит к формированию определенного деформационного поля в монокристалле, за счет чего отражающие атомные плоскости изгибаются. Искривление отражающих атомных плоскостей описывается квадратической функцией и симметрично по отношению к центру исследуемого образца. Деформационное поле внутри монокристалла описывается изменением межплоскостного расстояния $\Delta d(z, x)$ и нормалью к этим плоскостям $\mathbf{n}(z, x)$. В зависимости от распределения параметров $\Delta d(z, x)$ и $\mathbf{n}(z, x)$ деформационного поля внутри рассеивающего монокристалла, как у входа рассеивателя, так и внутри столика Бормана, от точки к точке изменяются параметры решетки для обеспечения условий брэгговского отражения рентгеновского излучения, проходящего в данном направлении

$(2d(z,x)\sin\theta(z,x)=m\lambda)$. Это приводит к тому, что внутри падающего сферического рентгеновского пучка для каждого направления в рассеивающем монокристалле формируются области динамического дифракционного отражения. Размеры этих областей определяются параметрами установившегося деформационного поля. Как представлено на рис.3, проходящий через точку O луч находится в условии брэгговского отражения от точки O_1 до O_2 вдоль направления прохождения, поскольку для каждого направления падения угловая ширина брэгговского отражения определяется приращением $2\Delta\theta_B$ от угла точного брэгговского отражения θ_B . В данном случае точки O_1 и O_2 соответствуют углам отражения $\theta_B - \Delta\theta_B$ и $\theta_B + \Delta\theta_B$, соответственно. Местоположения точек O_1 и O_2 вдоль направления падающего луча определяются параметрами деформационного поля, т. е., величиной приложенного температурного градиента. Луч, который на входе монокристалла проходит через точку B , т. е. падает по брэгговскому углу отражения $\theta_B + \Delta\theta_B$, после установления деформационного поля будет находиться в условии брэгговского отражения на участке (B_1, B, B_2) , поскольку у входа монокристалла в связи с деформацией уже нарушено условие брэгговского отражения. Далее луч проникает внутрь монокристалла до точки B_1 , в которой уже брэгговский угол отражения соответствует $\theta_B - \Delta\theta_B$. Аналогично, проходящий через точку C луч находится в условии брэгговского отражения на участке (C_1, C, C_2) вдоль направления луча. Сформированные на каждом участке дифрагированные отраженные пучки рентгеновского излучения, выходя из монокристалла, фокусируются. С увеличением приложенного температурного градиента изменяются параметры деформационного поля, в данном случае особенно уменьшается радиус кривизны отражающих атомных плоскостей, что приводит к сужению областей формирования отраженных пучков и к изменению их взаимного пространственного расположения. Постепенно, по мере увеличения температурного градиента, центральные точки областей (B_1, B, B_2) и (C_1, C, C_2) вдоль направления падающих лучей приближаются к вертикальной оси кристалла, а размеры дифракционных участков сужаются.

На рис.4 представлены три возможные ситуации взаимного расположения дифракционных областей с эффективной толщиной t_{eff} сформированных отраженных пучков, которые соответствуют трем разным деформациям. Рассматривая динамику распределения интенсивности внутри секционных топограмм отраженного пучка для разных величин температурного градиента, установлено, что, начиная от слабых воздействий температурного градиента, распределение дифрагированной интенсивности внутри секционной топограммы отраженного пучка изменяется, а именно, ослабляются краевые эффекты, и внутри секцион-

ной топограммы наблюдается усиление и более равномерное распределение интенсивности. Это обусловлено перераспределением пространственных участков, в которых формируются дифрагированные отраженные пучки от разных направлений падения внутри первичного пучка. Дальнейшее увеличение приложенного температурного градиента (уменьшение радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей) приводит как к увеличению интегральной интенсивности отраженного рентгеновского пучка, так и к сужению ширины секционной топограммы в плоскости отражения. Постепенное уменьшение ширин секционных топограмм отраженных рентгеновских пучков свидетельствует об изменении размеров и перераспределении пространственных участков формирования отраженных пучков, чем и обусловлено уменьшение фокусного расстояния, т. е. пятно дифракционного фокуса постепенно приближается к выходной поверхности рассеивающего монокристалла.

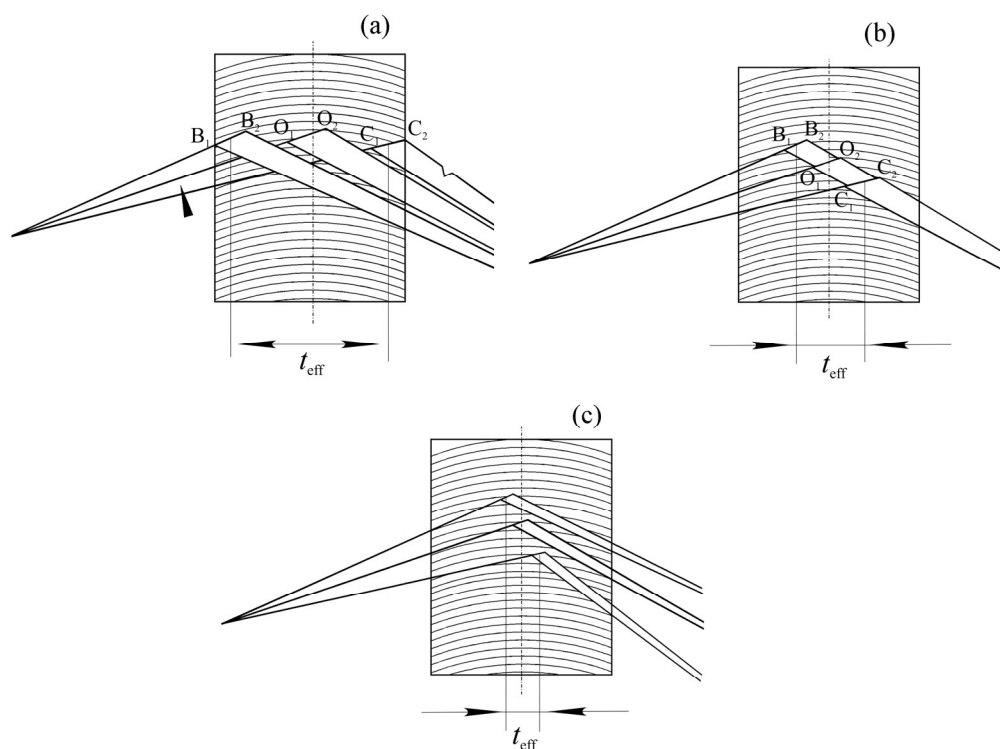


Рис.4. Расположение дифрагирующих областей, соответствующих трем разным деформациям.

Детальный анализ секционных топограмм дифрагированных отраженных и проходящих пучков для разных величин приложенного температурного градиента показал, что на обратной стороне фронтального сечения дифрагированного отраженного пучка наблюдается форма прорезанного экрана (рис.4а), которая

свидетельствует о фокусировке рентгеновского излучения внутри рассеивающего монокристалла. Форма прорези на секционных топограммах наблюдается до того значения температурного градиента, при котором ширина секционной топограммы становится минимальной (рис.4b), т. е. пятно дифракционного фокуса вне рассеивающего монокристалла уже находится на расстоянии регистрирующей фотопленки. Дальнейшее увеличение температурного градиента приводит к тому, что дифракционные фокусы внутри и вне кристалла, постепенно приближаясь к выходной поверхности рассеивающего образца, сливаются (как наблюдалось в работе [10]). После этого дифрагированные отраженные пучки дефокусируются (рис.4с). При больших величинах температурного градиента сильно сужаются области формирования дифрагированных отраженных пучков, т. е. сильно уменьшается эффективная толщина t_{eff} рассеивающего монокристалла для данного направления падения внутри первичного пучка. В некотором смысле нецелесообразно говорить о динамических дифракционных эффектах внутри монокристалла, поскольку эффективная толщина рассеивающего блока t_{eff} приближается к кинематическому пределу. Поэтому при дальнейшем увеличении температурного градиента отраженные пучки геометрически дефокусируются, и мнимый фокус отраженных пучков, удаляясь от рассеивающего монокристалла, стремится к расстоянию L_0 источник рентгеновского излучения – рассеивающий монокристалл.

4. Заключение

Проведено детальное экспериментальное исследование для наблюдения явления фокусировки рентгеновского излучения внутри монокристалла под действием температурного градиента. Для наблюдения явления фокусировки рентгеновского пучка внутри кристалла по ходу падающего пучка сделана метка поглощающим клиновидным экраном. В топограммах отраженного пучка получен след поглощающего экрана в перевернутом виде, что и говорит о фокусировке отраженного излучения внутри кристалла. Показано, что четкость фокусировки отраженного рентгеновского излучения внутри кристалла увеличивается с ростом температурного градиента.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян. Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. Т.Р. Мурадян, Р.В. Амирагян, С.Г. Хлопузян, А.Р. Вагнер, В.Р. Кочарян. Известия НАН Армении, Физика, **50**, 269 (2015).
3. К.Т. Айрапетян, С.Н. Нореян, В.В. Маргарян. Известия НАН Армении, Физика, **52**, 53 (2017).

4. **V.R. Kocharyan, A.S. Gogolev, A.E. Movsisyan, A.H. Beybutyan, S.G. Khlopuzyan, L.R. Aloyan.** J. Appl. Crystallography, **48**, 853 (2015).
5. **V.R. Mirzoyan, S.N. Noreyan.** Abstracts of V USSR Conference on Coherent Interactions of Radiation with Matter, Simferopol, October, 1990, 142.
6. **K.T. Hayrapetyan, S.N. Noreyan, V.V. Margaryan, V.R. Kocharyan.** Advan. Mater. Research, **1084**, 342 (2015).
7. **С.Н. Норейн, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 124 (2004).
8. **В.В. Маргарян, С.Н. Норейн, К.Т. Айрапетян.** Известия НАН Армения, Физика, **45**, 215 (2010).
9. **А.М. Афанасьев, В.Г. Кон,** ФТТ, **19**, 1775 (1977).
10. **А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, А.А. Асланиян, А.Г. Мкртчян, Х.В. Котанджян.** Известия НАН Армении, Физика, **21**, 297 (1986).
11. **А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, С.Б. Дабагов, А.П. Потылицын.** Известия НАН Армении, Физика, **48**, 212 (2013).
12. **V. Kocharian, A. Mkrtchyan, A. Gogolev, S. Khlopuzyan, P. Grigoryan.** Advan. Mater. Research, **1084**, 107 (2015).
13. **T.R. Muradyan, A.S. Gogolev, V.N. Aghabekyan, S.H. Khlopuzyan, A.E. Movsisyan, V.R. Kocharyan.** Armenian J. Physics, **8**, 166 (2015).
14. **Л.В. Левонян.** Письма в ЖТФ, **7**, 269 (1981).
15. **В.Р. Кочарян, Р.Ш. Алексанян, К.Г. Труни.** Известия НАН Армении, Физика, **45**, 290 (2010).

ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԻՋԱԿԵՏՈՒՄԸ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ԱԶԴԵՅՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Վ.Վ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Կ.Տ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ս.Ն. ՆՈՐԵՅԱՆ,
Վ.Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻԶԻՐԻԴԻ, Լ.Ր. ԱԼՈՅԱՆ

Առաջարկված է մեթոդ ջերմային գրադիենտի առկայության պայմաններում միաբյուրեղում ռենտգենյան ճառագայթման կիզակետման երևույթի ուսումնասիրման համար: Ցույց է տրված, որ կախված ջերմային գրադիենտի արժեքից միաբյուրեղում դիֆրակտված ռենտգենյան ճառագայթման կիզակետման հստակությունը մեծանում է:

FOCUSING OF X-RAY INSIDE SINGLE CRYSTAL UNDER THE TEMPERATURE GRADIENT

V.V. MARGARYAN, K.T. HAYRAPETYAN, S.N. NOREYAN,
V.A. KHACHATRYAN, A.A. KIZIRIDI, L.R. ALOYAN

The method for the experimental study of the phenomenon of focusing of X-ray inside a single crystal under the influence of temperature gradient was suggested. It has been shown that depending on the value of temperature gradient the focus clarity of the diffracted X-ray inside the crystal increases.