

PACS numbers: 42.30.Ms, 61.72.Dd, 61.72.uf, 81.40.Lm

## **Рентгенодифракционные изображения микроцарапин, представленных в виде многорядных распределений сосредоточенных сил**

И. М. Фодчук, С. Н. Новиков, Я. М. Струк, И. В. Фесив

*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,  
ул. Коцюбинского, 2,  
50012 Черновцы, Украина*

Исследованы особенности формирования рентгеновских муаровых изображений, возникающие при действии одномерных рядов локальных сосредоточенных сил на исходную поверхность анализатора трёхкристального LLL-интерферометра для случаев их ориентации параллельно и перпендикулярно вектору дифракции. Наличие постоянного фазового сдвига в одной из интерферирующих волн в анализаторе интерферометра приводит к уменьшению периода, контрастности и размера области формирования деформационных муаровых полос. Область эффективного взаимодействия фазового и деформационного муара зависит не только от величины постоянного фазового сдвига, а также от величины и характера расположения локальных сосредоточенных сил в рядах.

Досліджено особливості формування рентгенівських муарових зображень, що виникають при дії одновимірних рядів локальних зосереджених сил на вихідну поверхню аналізатора трикристального LLL-інтерферометра для випадків їх орієнтації паралельно та перпендикулярно вектору дифракції. Наявність постійного фазового зсуву в одній із інтерферуючих хвиль в аналізаторі інтерферометра приводить до зменшення періоду, контрастності та розміру області прояву деформаційних муарових смуг. Область ефективної взаємодії фазового та деформаційного муарів залежить не тільки від величини постійного фазового зсуву, а також від величини та характеру розташування локальних зосереджених сил у рядах.

The mechanisms of forming X-ray moiré images arising under the action of one-dimensional rows of local concentrated forces at output surface of a surface of triple-crystal-interferometer are studied for the cases of orientation of them parallel and perpendicular to the vector of diffraction. Presence of constant phase shift of one of the interfering waves in the interferometer's analyzer results in diminishing of period, contrast and area of deformation moiré fringes. As shown, the area of efficient interaction of phase and de-

formation moirés depends on both the magnitude of the constant phase shift and on the magnitude and character of arrangement of local concentrated forces in rows.

**Ключевые слова:** LLL-интерферометр, муаровые полосы, сосредоточенная сила, деформационное поле.

*(Получено 18 марта 2013 г.; окончат. вариант — 13 мая 2013 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи в развитии динамической теории рассеяния рентгеновских лучей стали важной предпосылкой для разработки высокочувствительных методов исследования структурного совершенства кристаллов (рентгеновский дифракционный муар, дифракционная фокусировка, маятниковые полосы) [1–12]. Эти методы не связаны с измерениями энергетических характеристик рассеяния, т.е. интенсивности, что позволяет определять дисперсионные поправки структурных амплитуд по геометрическим параметрам интерференционной картины. В тоже время рентгеновская интерферометрия является мощным средством исследования медицинских и биологических образцов в фазовой томографии [6]. При этом дефекты структуры и макродеформации в пластинах интерферометра существенно влияют на качество интерференционных изображений [9–12, 17–20].

Преимущество интерферометрического метода заключается также в том, что на рентгеновской муаровой картине вблизи дефектов отображается их деформационное поле, так называемое топографическое изображение, а на значительном удалении — их поле смещений [1–5].

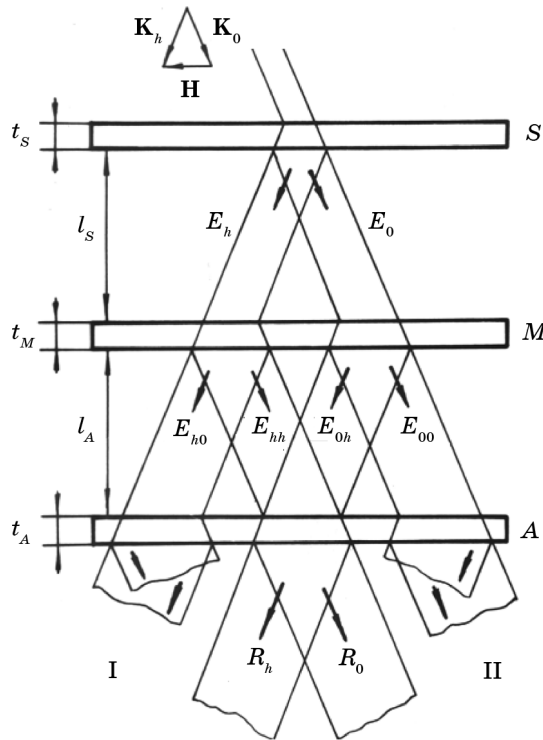
Поэтому установление общих принципов и механизмов формирования муаровых распределений интенсивности имеет важное научное и практическое значение, поскольку позволяет избегать ошибочных толкований полученных интерференционных картин и значительно облегчает интерпретацию причин образования сложных муаровых картин [1, 8–12]. В данной работе представлены результаты моделирования муаровых картин для различных случаев действия сосредоточенных сил на выходную поверхность кристалла-анализатора LLL-интерферометра. Рассмотрены различные модельные представления царапин в виде одного и более рядов определенным образом распределенных сосредоточенных сил.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В общем случае рассеяния рентгеновских лучей на дефектах в кристаллах формирование дифракционного контраста описывается системой дифференциальных уравнений гиперболического типа,

получивших название уравнений Такаги [14, 15]. По виду функции  $\alpha(\mathbf{r})$ , описывающей локальные разориентации отражающих плоскостей вблизи дефектов, можно рассчитать волновые поля внутри кристалла и построить их дифракционные изображения. Однако такие задачи не всегда возможно решить аналитическими методами. Поэтому, как правило, используются численные методы решения уравнений Такаги [15, 22].

Если в одном из компонентов интерферометра (рис. 1) существуют нарушения идеальности кристаллической решетки, то это приводит к локальному изменению вектора дифракции с  $\mathbf{H}$  на  $\mathbf{H} + \Delta\mathbf{H}$  и, как следствие, к изменению распределения интенсивностей  $R_0$  и  $R_h$  пучков в плоскости рассеяния и формированию соответствующей геометрии интерференционной картины. При этом принципиальное значение имеет разность фаз  $\varphi$ , с которой интерферирующие волны приходят на поверхность кристалла-анализатора. Зная разность фаз и изменение периодов муаровых полос, можно исследовать влияние тех или иных факторов на формирование интерференционного волнового поля.



**Рис. 1.** Схема рентгеновского LLL-интерферометра: *S* — расщепитель, *M* — зеркало, *A* — анализатор [1].

Заметим, что теория Дживерса [7], развитая для дифракции электронов, может быть применима и для рассеяния рентгеновских лучей в случае симметричных отражений. Тогда интерференционное волновое поле, которое формируется на выходе из интерферометра [18–20] имеет вид:

$$R_h = E_{0h}^I E_{0h}^{I*} = (E_0^{\text{II}} + E_h^{\text{I}})(E_0^{\text{II}*} + E_h^{\text{I}*}), \quad (1)$$

$$R_0 = E_{0h}^{\text{II}} E_{0h}^{\text{II}*} = (E_0^{\text{I}} + E_h^{\text{II}})(E_0^{\text{I}*} + E_h^{\text{II}*}), \quad (2)$$

где  $E_0^{\text{I}} = E_0^S E_h^M E_0^A$ ,  $E_h^{\text{I}} = E_h^S E_h^M E_h^A$ ,  $E_0^{\text{II}} = E_h^S E_0^M E_0^A$ ,  $E_h^{\text{II}} = E_0^S E_h^M E_h^A$  — результирующие волновые поля вдоль направлений I и II после дифракционного отражения и преломления (индексы 0 и  $h$ , соответственно) в пластинах  $S$ ,  $M$  и  $A$  LLL-интерферометра (рис. 1). Знак «\*» указывает на комплексно сопряженные величины.

Для упрощения расчетов можно считать, что после прохождения первых пластин интерферометра в кристалле-анализаторе  $A$  накладываются лишь две плоские когерентные волны равной интенсивности:

$$(E_h^S E_0^M)(E_h^S E_0^M)^* = (E_0^S E_h^M)(E_0^S E_h^M)^* \text{ или } R_h^S R_0^M = R_0^S R_h^M.$$

Тогда распределение интенсивности, которое возникает в анализаторе интерферометра, можно описать следующей суперпозицией волновых полей:

$$\begin{aligned} R_h = & (E_0^A(-\mathbf{H}) + E_h^A(\mathbf{H}))(E_0^{A*}(-\mathbf{H}) + E_h^{A*}(\mathbf{H})) = R_0^A(-\mathbf{H}) + R_h^A(\mathbf{H}) + \\ & + \text{Re}(E_0^A(-\mathbf{H})E_h^{A*}(\mathbf{H}) + E_h^A(\mathbf{H})E_0^{A*}(-\mathbf{H})) \cos(2\pi i\varphi) + \\ & + \text{Im}((E_0^A(-\mathbf{H})E_h^{A*}(\mathbf{H}) + E_h^A(\mathbf{H})E_0^{A*}(-\mathbf{H})) \sin(2\pi i\varphi), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} R_0 = & (E_0^A(\mathbf{H}) + E_h^A(-\mathbf{H}))(E_0^{A*}(\mathbf{H}) + E_h^{A*}(-\mathbf{H})) = R_0^A(\mathbf{H}) + R_h^A(-\mathbf{H}) + \\ & + \text{Re}(E_0^A(\mathbf{H})E_h^{A*}(-\mathbf{H}) + E_h^A(-\mathbf{H})E_0^{A*}(\mathbf{H})) \cos(2\pi i\varphi) + \\ & + \text{Im}((E_0^A(\mathbf{H})E_h^{A*}(-\mathbf{H}) + E_h^A(-\mathbf{H})E_0^{A*}(\mathbf{H})) \sin(2\pi i\varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\varphi = \varphi^{\text{I}} - \varphi^{\text{II}}$  — разность фаз, набегающая вдоль одного из направлений I или II.

В слабо деформированных кристаллах или на значительном удалении от источника деформации (например, линии дислокации) амплитуды  $E_{0,h}$  волновых полей медленно изменяются и формирование муаровой картины связано, в основном, с их фазовым несоответствием. Это позволяет использовать эйкональное приближение теории Като [16], в которой вектор дифракции  $\mathbf{H}$  является функцией пространственных координат и играет роль медленно изменяемого показателя преломления. В этом случае размер неоднородности  $L$  превышает экстинкционную длину  $\Lambda$ . Такой подход позволяет выделить в амплитудах  $E_0$  и  $E_h$  быстро изменяющиеся фазовые множители [24]:

$$\widehat{E} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_h \end{pmatrix} = e^{iS^+(x,z)} \widehat{E}^+(x,z) + e^{iS^-(x,z)} \widehat{E}^-(x,z), \quad (5)$$

где  $S^+$ ,  $S^-$  — два эйконала (фазы), соответствующие двум разным ветвям дисперсионной поверхности.

Для нахождения комплексных амплитуд  $E_{0,h}^\pm$  волн на выходе из кристалла-анализатора используем систему уравнений Такаги [14], которую после подстановки (5), можно представить в виде:

$$(\widehat{D}_s + \widehat{D})\widehat{E} = \widehat{0}, \quad (6)$$

где

$$\widehat{D}_s = \begin{pmatrix} -\left(\frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial z}\right) & \tilde{\chi} \\ \tilde{\chi} & \left(\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial S}{\partial z}\right) - 2\alpha(\mathbf{r}) \end{pmatrix},$$

$$\widehat{D} = \begin{pmatrix} i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\right) & 0 \\ 0 & i\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\right) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$\tilde{\chi} = |C|(\chi_h \chi_{\bar{h}})/2$ ,  $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha_0 - 2(\partial/\partial z - \partial/\partial x)(\mathbf{H}\mathbf{U})$ ,  $\alpha_0$  — характеризует разориентацию кристалла как целого,  $\mathbf{H}$  — вектор дифракции,  $\mathbf{U}$  — поле смещений.

Для описания волнового поля внутри одной из пластин интерферометра используем приближение [22]

$$\chi_h^A = \chi_h \exp[-2\pi i(\mathbf{H} + \Delta\mathbf{H}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r})], \quad (8)$$

где  $\Delta\mathbf{r}$  описывает смещение или поворот атомных плоскостей,  $\chi_h$  — коэффициент Фурье поляризуемости.

Поскольку  $\mathbf{H}\Delta\mathbf{r} = -(\mathbf{r}\Delta\mathbf{H})$ , то в (8) заменим аргумент функции  $(\mathbf{H} + \Delta\mathbf{H}, \mathbf{r} + \Delta\mathbf{r})$  на  $(\mathbf{H}\Delta\mathbf{r}) + (\mathbf{r}\Delta\mathbf{H})$ .

Существование нетривиального решения уравнения  $\widehat{D}_s \widehat{E} = \widehat{0}$  требует, чтобы детерминант матрицы  $\widehat{D}_s$  равнялся нулю. В развернутом виде это условие для эйконалов  $S^+$  и  $S^-$  является уравнением в частных производных первого порядка [24]:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial z} + \alpha(\mathbf{r})/4\right)^2 - \left(\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(\mathbf{r})/4\right)^2 = \tilde{\chi}^2/4. \quad (9)$$

Уравнение (9) аналогично одномерному релятивистскому уравне-

нию Гамильтона–Якоби для частицы массой  $\pm \tilde{\chi}$  в некотором переменном внешнем поле, т.е.

$$\pm \frac{\tilde{\chi}}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{dx/dz}{[1 - (dx/dz)^2]^{1/2}} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{d^2}{dz^2} - \frac{d^2}{dx^2} \right) (\mathbf{H}\mathbf{U}(\mathbf{r})).$$

Отличие состоит в том, что коэффициент  $\tilde{\chi}$  комплексная величина ( $\tilde{\chi} = \chi - i\gamma$ ) и, как следствие, траектории и эйконалы  $S^+$  и  $S^-$  также комплексные.

Физически это обусловлено затуханием рентгеновского волнового поля в кристалле. В случае произвольных  $\chi$  и  $\gamma$  уравнение (9) переходит в систему двух нелинейных уравнений относительно действительной и мнимой частей эйконала  $S = s + iq$ . Поскольку для рентгеновских волн  $s > q$ , то можно считать, что мнимая составляющая эйконала незначительна по сравнению с ее действительной частью.

Используя общий метод теории возмущений и, опуская громоздкие промежуточные выкладки, получим уравнения, которые при известных граничных условиях для  $E_0$  и  $E_n$  на входной поверхности кристалла позволяют определить в нулевом и первом приближении изменение амплитуды поля вдоль траектории

$$\hat{E} \approx \sum_{\delta=1,2} e^{i\frac{\chi_h}{2}s^{(\delta)}} (\hat{E}^{(\delta,0)} + \hat{E}^{(\delta,1)}). \quad (10)$$

В общем случае фаза дифрагированного интерференционного пучка связана с фазой структурной амплитуды брэгговских отражений. Если отражающие плоскости деформированы, то эффективная фаза структурной амплитуды локально модифицируется. Когда такая дифрагированная волна в кристалле интерферирует с другой волной, то локальные изменения интенсивности наблюдаются вдоль сечения пучка. Полученное изображение будет топографической картиной распределения локальных искажений решетки [3]. Изменение фазы на  $\pi$  повторяет максимальное изменение интенсивности и является результатом изменения периода решетки на  $d_{hkl}$  (например,  $d_{hkl} = 0,1$  нм для (220) Si [3]).

Если трехкристальный интерферометр дает картину муара вследствие смещений атомных плоскостей в кристалле-анализаторе по отношению к двум первым пластинам LLL-интерферометра, то эти смещения описываются функцией

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{U}(\mathbf{r}). \quad (11)$$

Фазовый сдвиг между дифрагирующими волнами в анализаторе, равен

$$\varphi = 2\pi \mathbf{H}\mathbf{U}. \quad (12)$$

Если смещение  $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{U}(\mathbf{r})$  таково, что  $\Delta \mathbf{H}$  не зависит от  $\mathbf{r}$ , то выражение (12) аналогично  $2\pi(x - x_0) / \Lambda$ . Поскольку  $\varphi$  входит в аргумент экспоненциальной функции, то муаровая картина будет иметь вид периодических контуров одинаковой интенсивности, перпендикулярных к вектору  $\Delta \mathbf{H}$ . При этом, если расстояния между пластинами интерферометра не одинаковы или они повернуты, или смещены, то это отобразится соответствующим изгибом муаровых полос и существенно изменится их контрастность [1, 8].

Если поле смещений дефекта  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$  сложным образом зависит от координат, то фаза  $\varphi$ , набегающая вдоль одного из путей распространения волнового поля, определяется функцией смещений атомных плоскостей, которая не обладает четностью к изменению направления вектора дифракции  $\mathbf{H}$ .

Отметим, что при анализе экспериментальных муаровых картин рассматривают, в основном, три характерных случая зависимости периода полос муара  $\Lambda_i$  от величины  $\Delta \mathbf{H}$  [1–5, 13]:  $\Lambda_D = |\Delta \mathbf{H}_D|^{-1} = (1/d_1 - 1/d_2)^{-1} = d_1 d_2 (d_2 - d_1)^{-1} \cong d(\Delta d / d)^{-1}$  — дилатационный муар, когда кристаллическая решетка одного из кристаллов интерферометра сжата или растянута;  $\Lambda_R = |\Delta \mathbf{H}_R|^{-1} = (2 \sin(\varepsilon / 2) / d)^{-1} = d/\varepsilon$  — ротационный муар, когда меняется только направление  $\mathbf{H}$  на угол  $\varepsilon$ , а межплоскостные расстояния  $d_1 = d_2 = d$ ;  $1/\Lambda_M = \sqrt{(1/\Lambda_D)^2 + (1/\Lambda_R)^2}$  — смешанный муар, когда  $\mathbf{H}$  изменяется как по величине, так и по направлению.

Полосы дилатационного муара параллельны направлению брэгговской плоскости, а ротационного — перпендикулярны.

При действии сосредоточенной силы  $P$  на полубесконечную среду вдоль координаты  $z$  поле атомных смещений описывается соотношением [23]:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \frac{P}{4\pi r \mu} \left[ \left( \frac{xz}{r^2} - (1-2\nu) \frac{x}{(r+z)} \right) \mathbf{i}_x + \left( \frac{yz}{r^2} - (1-2\nu) \frac{y}{(r+z)} \right) \mathbf{i}_y + \left( \frac{z^2}{r^2} - 2(1-\nu) \right) \mathbf{i}_z \right], \quad (13)$$

где  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $\mathbf{i}_x$ ,  $\mathbf{i}_y$ ,  $\mathbf{i}_z$  — единичные орты осей координат,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

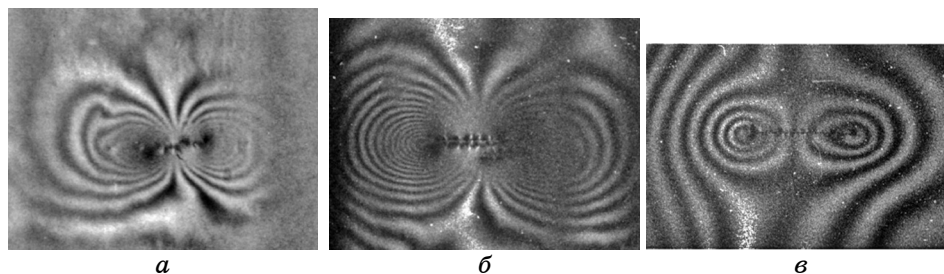
Соотношения (13) позволяет подбором величины нагрузки  $P$ , направлением действия и областей размещения локальных сил на поверхности кристалла моделировать поля упругих напряжений и деформаций, которые могут возникать в случае нанесения царапин или образования дислокационных скоплений.

Таким образом, используя выражения (10) для амплитуд волнового поля  $E_0$  и  $E_h$ , а также учитывая соотношения (3), (4) и (6) получаем возможность моделирования муаровых распределений интенсивности при наличии различных структурных дефектов в пластинах интерферометра, или в случае действия определенным образом распределенных сосредоточенных сил на выходную поверхность кристалла-анализатора рентгеновского LLL-интерферометра [12, 17–20].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рисунках 2 и 4 представлены экспериментальные муаровые распределения интенсивности, которые наблюдались в работе [9] вследствие нанесения алмазным индентором царапин на выходной поверхности кристалла-анализатора LLL-интерферометра параллельно и перпендикулярно вектору дифракции. Отметим, что нагрузка на индентор не превышала 40 г. Ориентация граней алмазной пирамидки, глубина вдавливания и усилия при протягивании подбирались такими, чтобы получить пластические царапины без хрупкого разрушения.

Вдавливанию индентора в кристалл привело к возникновению нормальных и касательных напряжений, величина которых весьма значительна (порядка нескольких килобар). Допускается, что при таких условиях, даже в таком хрупком кристалле как Si, при комнатной температуре происходит пластическая деформация, в результате которой в поверхностном слое образуются микротрещины и дислокации сдвига [9, 17, 19]. Ситуация в данном случае осложняется тем, что общее деформационное поле не имеет аналитического описания, кроме того, необходимо также учесть эффекты на-



**Рис. 2.** Экспериментальные муаровые изображения царапин, образованных индентором вдоль направления [110] на входной поверхности Si (111) анализатора LLL-интерферометра [9, 18] (линия царапины параллельная  $H_{220}$ ): без структурного муара,  $L = 1$  мм,  $P = 0,4$  Н (а), при наличии фазового муара  $L = 2$  мм,  $P = 0,4$  Н (б) и  $L = 2$  мм,  $P = 0,15$  Н (в). Отражение (220)  $CuK_{\alpha}$ -излучения. Увеличение  $\times 16$ .

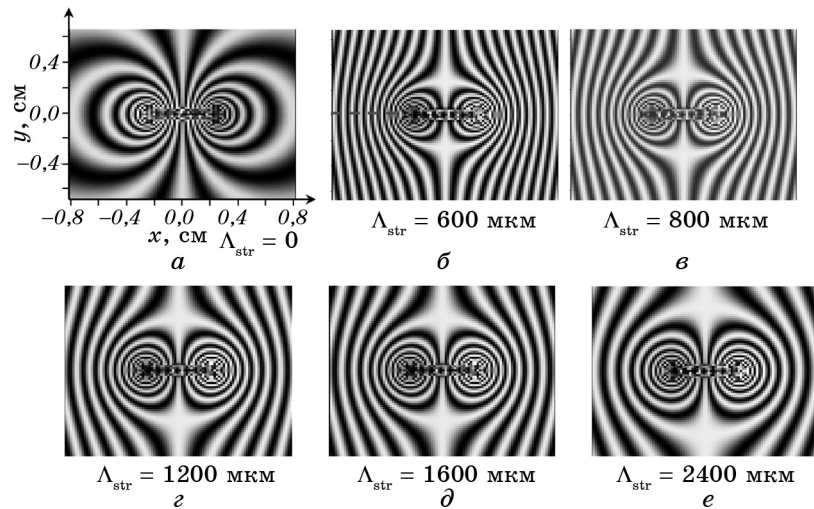


ложения отдельных интерференционных полей, возникающих от различных искаженных областей кристалла.

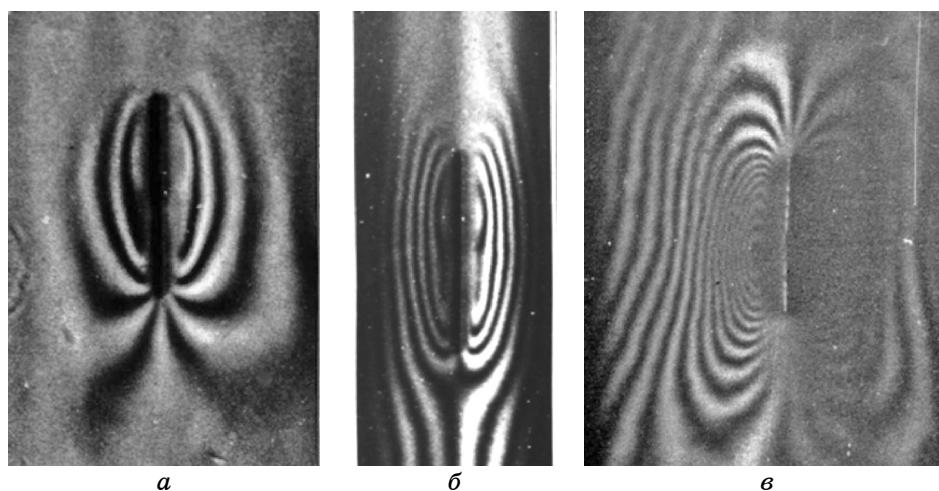
Анализ изменений периодов и распределений интенсивности муаровых полос на экспериментальных картинах [9] позволяет воспроизвести функцию локальных разориентаций деформированной области и выбрать подходящие модели описания образованного микроцарапинами деформационного поля [17–20].

Используя выражения (10) для амплитуд волнового поля  $E_0$  и  $E_h$  в приближении монохроматической плоской падающей волны на основании соотношений (3) и (4) с учетом решений (10) для кристалла Si (220) и дифракции  $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -излучения, на рис. 3 и 5 представлены рассчитанные муаровые картины для случая действия сосредоточенных локальных сил на выходную пластину кристалла-анализатора, распределенных равномерно в ряду параллельно и перпендикулярно вектору дифракции  $\mathbf{H}$ . Муаровые изображения анализировались без и с учетом фазового муара. Величину нагрузки, фигурирующую в подписях к рисункам, в точках приложения силы принимали равной  $P_d = \sin \theta (P / 2\pi) |\mathbf{H}|$ .

Слабыми по величине деформациями, для которых справедливо выражение (10), будем считать такие, для которых локальная разориентация атомных плоскостей  $\delta\alpha(\mathbf{r})$  на единицу длины намного меньше ширины кривой отражения  $W$ , нормированной на значение экстинкционной длины  $\Lambda$  [18, 22],



**Рис. 3.** Рассчитанные муаровые изображения модельных царапин из двух рядов, размещенных равномерно (через 400 мкм) сосредоточенных сил  $P_d = 1$ , без фазового муара (*a*) и при его наличии (*b–e*). Царапина размещена параллельно вектору дифракции. Отражение (220)  $\text{CuK}_{\alpha 1}$ .



**Рис. 4.** Экспериментальные муаровые топограммы после скрайбирования анализатора LLL-интерферометра [9]: Ge (111)  $L = 2$  мм,  $P = 0,4$  Н, царапина направлена вдоль  $[11\bar{2}]$  (а); муаровое изображение при наличии фазового муара (б); Si (111),  $L = 2$  мм,  $P = 0,4$  Н, царапина направлена вдоль  $[11\bar{2}]$  (в).

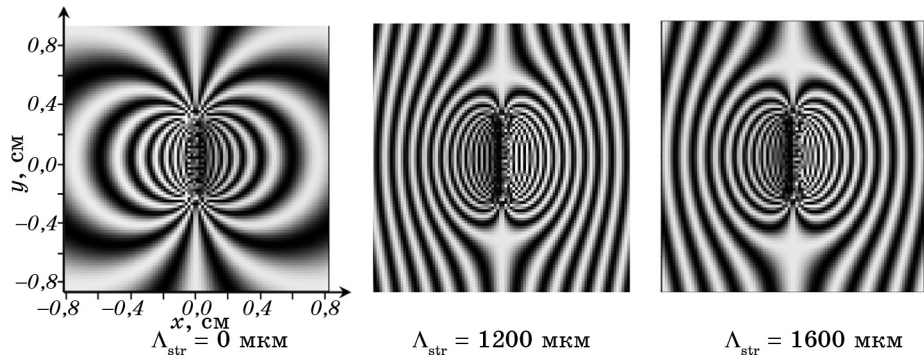
$$\partial\alpha(\mathbf{r}) / \partial\ell \ll W / \Lambda. \quad (14)$$

Для сильных деформаций  $|\delta\alpha(\mathbf{r})| > W$ . В этом случае для решения системы уравнений Такаги (6) используем численные методы [15].

Вид муаровых изображений на рис. 3 и 5, в целом, как и при действии одной локальной сосредоточенной силы, зависит от величины нагрузки (слабых или сильных деформаций) и от периода фазового муара  $\Lambda_{\text{str}}$ . Зависимость количества муаровых полос от периода фазового муара  $\Lambda_{\text{str}}$  (измеренная вдоль линии, обозначенной на рис. 3, б) для царапин нанесенных параллельно вектору дифракции, оказалась нелинейной с характерным монотонным убыванием (рис. 6).

Муаровые изображения на рис. 3 состоят из симметрично распределенных по обе стороны от рядов сосредоточенных сил системы дугообразных полос интенсивности, период  $\Lambda_{\text{def}}$  которых увеличивается при удалении от рядов и уменьшается при наличии фазового муара (рис. 3, б–е). На взаимодействие фазового и «деформационного» муара существенно влияет величина периода  $\Lambda_{\text{str}}$ . Фазовый муар подавляет или сужает область визуализации деформационного муара.

На картинах без фазового муара наблюдается взаимодействие деформационных полей моделирующих микроцарапины благодаря формированию соответствующих муаровых распределений интенсивности, период  $\Lambda_{\text{def}}$  и контрастность которых зависят от величины и расстояния между сосредоточенными локальными силами, ха-

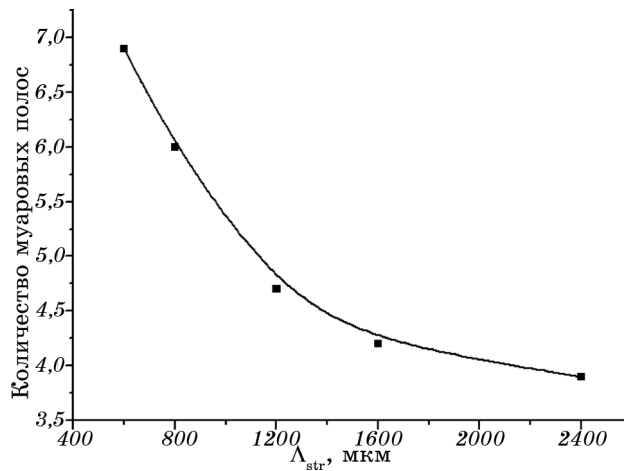


**Рис. 5.** Рассчитанные муаровые изображения модельных царапин из двух рядов 15 равномерно распределенных сосредоточенных сил в ряд через 400 мкм,  $P_d = 1$ , без фазового муара (а) и при его наличии (б, в). Царапина находится перпендикулярно вектору дифракции. Отражение (220)  $\text{CuK}_{\alpha 1}$ .

рактера их распределения — равномерного или неравномерного.

Для значительных деформаций ( $|\delta\alpha(\mathbf{r})| > 2W$ ), когда фаза и амплитуды преломленной и дифрагированной волн, интерферирующих в анализаторе LLL-интерферометра, сильно изменяются, нарушается условие их когерентности. В этом случае центральная часть муаровой картины (рис. 2–5) является результатом суперпозиции интенсивностей соответствующих волн. Следует заметить, что такое топографическое изображение дополняет муаровую картину.

В целом, получено качественное и количественное соответствие экс-



**Рис. 6.** Зависимость количества муаровых полос от периода фазового муара  $\Lambda_{str}$  для царапины нанесенной параллельно вектору дифракции (измерения вдоль линии, обозначенной на рис. 3, б).

периментальных и рассчитанных муаровых изображений на значительном расстоянии от реальных царапин и их модельных представлений.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Исследованы особенности формирования муаровых картин в случае действия параллельно вектору дифракции, определенным образом распределенных локальных сосредоточенных сил, на выходную поверхность кристалла-анализатора трехкристального LLL-интерферометра. Такое моделирование позволяет воспроизводить сложные распределения деформаций в реальных кристаллах.
2. Границы визуализации деформационных муаровых полос нелинейно зависят от периода фазового муара, величины нагрузки локальных сосредоточенных сил и характера их распределения.
3. Наличие фазового муара изменяет (уменьшает) область визуализации деформационного муара и позволяет измерять мощность и характер убывания деформационного поля царапины. Например, при увеличении периода фазового муара на 30% область визуализации деформационного муара возрастает на 20% и наоборот.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. U. Bonse and M. Hart, *Appl. Phys. Lett.*, **6**, No. 8: 155 (1965).
2. G. Christiansen, L. Gerward, and A. Lindegaard, *J. Appl. Cryst.*, **4**: 370 (1971).
3. M. Hart, *Philos. Mag.*, **26**, No. 4: 821 (1972).
4. U. Bonse and G. Materlik, *Z. Phys.*, **253**, No. 3: 232 (1972).
5. R. D. Deslettes and A. Henins, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, No. 16: 972 (1973).
6. A. Momose, T. Takeda, and Y. Itai, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, No. 2: 1434 (1995).
7. R. Geverse, *Philos. Mag.*, **7**: 1681 (1962).
8. Н. Д. Раранский, В. П. Шафранюк, *УФЖ*, **27**, № 6: 901 (1982).
9. Н. Д. Раранский, В. П. Шафранюк, И. М. Фодчук, *Металлофизика*, **7**, № 5: 63 (1985).
10. Н. Д. Раранский, В. П. Шафранюк, И. М. Фодчук, *УФЖ*, **30**, № 1: 133 (1985).
11. Н. Д. Раранский, В. П. Шафранюк, *УФЖ*, **30**, № 1: 127 (1985).
12. Н. Д. Раранский, И. М. Фодчук, В. Н. Сергеев, О. Г. Гимчинский, Я. М. Струк, С. М. Новиков, В. П. Шафранюк, *Металлофизика*, **15**, № 1: 47 (1993).
13. Ю. И. Островский, В. П. Щепинов, В. В. Яковлев, *Голографические интерференционные методы измерения деформаций* (Москва: Наука: 1988).
14. S. Takagi, *J. Phys. Soc. Jap.*, **26**, No. 5: 1239 (1969).
15. Y. Epelboin, *J. Appl. Cryst.*, **7**, No. 3: 372 (1974).
16. N. Kato, *Acta Cryst.*, **16**, No. 4: 122 (1963).
17. N. D. Raransky, Ja. M. Struk, I. M. Fodchuk, V. P. Shafranuk, and A. N. Raransky, *Proc. SPIE*, **2647**: 457 (1995).
18. I. M. Fodchuk and M. D. Raransky, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**: A55 (2003).
19. I. М. Фодчук, М. Д. Раранський, Я. М. Струк, І. В. Фесів, *УФЖ*, **47**, № 11: 1057 (2002).

20. И. М. Фодчук, Н. Д. Раранский, Я. М. Струк, И. В. Фесив, *Металлофиз. новейшие технол.*, **24**, № 5: 617(2002).
21. В. И. Никитенко, М. М. Мишляев, В. Т. Еременко, *ФТТ*, **9**, № 2: 2604 (1967).
22. A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction* (New York: Oxford University Press: 2001).
23. А. Ляв, *Математическая теория упругости* (Москва: Физматгиз.: 1936).
24. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский, *УФН*, **107**, вып. 2: 229 (1972).