Известия НАН Армении, Физика, т.47, №5, с.366-374 (2012)

УДК 548.372

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 4 июня 2012 г.)

На основе эйконального приближения представлена теория образования рентгеновского муара, когда деформации присутствуют во всех трех блоках интерферометра. Выявлена роль каждого блока в процессе формирования муара. Данное приближение может быть применено для случая слабых деформаций общего вида.

1. Введение

В настоящее время предлагаются как новые типы рентгеновских интерферометров [1-7], так и продолжаются экспериментальные исследования дефектов с помощью трехблочного рентгеновского интерферометра [8-10]. Важно также дальнейшее проведение теоретических исследований. Это связано со сложностью образования изображения дефектов, поскольку на интерференционную картину влияют все облучаемые области интерферометра. Экспериментально было замечено, что дефекты, находящиеся в различных блоках интерферометра, различным образом влияют на интерференционную картину [8,10]. Из-за сложности объяснения полученных интерференционных картин часто пользуются упрощенной оптической аналогией [11]. Согласно оптической аналогии, муаровая картина представляет собой геометрическое место постоянных значений вектора смещения блоков. Обычно в интерферометре важны слабые деформации, которые дают ощутимый эффект на интерференционную картину. Исходя из этого, в работе [12] теоретически исследовано образование муара на основе эйконального приближения, когда дефект находится только в блоке анализатора.

В данной статье проведено дальнейшее теоретическое исследование на основе эйкрнального приближения, причем считается, что дефекты находятся во всех трех блоках. В результате выявлена особенность вклада каждого блока в интерференционную картину. Из полученных результатов делается вывод об условиях применимости оптической аналогии.

2. Основные формулы эйконального приближения слабодеформированных кристаллов

Несмотря на то, что эйкональное приближение (приближение геометрической оптики, или лучевое приближение) в динамической теории известно сравнительно давно [13], целесообразно здесь привести основные формулы эйконального приближения, которые будут использованы в дальнейшем изложении.

В условиях двухволновой динамической дифракции, когда в кристалле существуют две сильные волны, связанные с узлами O и $\mathbf{h}$, волновое поле в эйкональном приближении ищем в виде

$$E=\left(E_0 e^{i\mathbf{K}_0\mathbf{r}}+E_h e^{i\mathbf{K}_h\mathbf{r}}e^{-i\mathbf{hu}}\right)e^{i\Phi}e^{ik\chi_0 z/2\cos\theta}. \tag{1}$$

Здесь можно рассматривать только σ-поляризованные волны, т.к. блоки интерферометров считаются достаточно толстыми и не пропускают π-поляризованные волны. Φ называется эйконалом, E_0 и E_h – медленно меняющиеся амплитуды, $\mathbf{u}$ – вектор смещения атомов из своих равновесных положений в идеальном кристалле, $\mathbf{K}_0$ и $\mathbf{K}_h=\mathbf{K}_0+\mathbf{h}$ – волновые векторы проходящей и дифрагированной волн, соответственно, удовлетворяющих точному условию Брэгга, χ_0 – нулевой Фурье-коэффициент поляризуемости кристалла, θ – угол Брэгга. Ось OZ направлена вглубь кристалла, ось OX – перпендикулярна оси OZ и антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$, ось OY перпендикулярна плоскости дифракции.

Используя уравнения Такаги [14], для неизвестных E_0, E_h и Φ приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned}&\frac{2i}{k}\frac{\partial E_0}{\partial s_0}-\frac{2}{k}E_0\frac{\partial\Phi}{\partial s_0}+\chi_{\bar{h}}E_h=0,\\&\frac{2i}{k}\frac{\partial E_h}{\partial s_h}-\alpha E_h-\frac{2}{k}E_h\frac{\partial\Phi}{\partial s_h}+\chi_h E_0=0.\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\alpha=-\left(2/k\right)\partial\mathbf{hu}/\partial s_h$ – локальный параметр отклонения от условия Брэгга, s_0, s_h – координаты вдоль проходящей и дифрагированной волны, соответственно. Метод эйконального приближения заключается в том, чтобы в (2) члены с производными амплитуд считать малыми по сравнению с членами с производными эйконала. Физически это означает, что характерное расстояние l, на котором амплитуда значительно меняется, намного больше характерного расстояния (экстинкционная длина), на котором значительно меняется фаза. На языке уравнений (2) это означает, что

$$l^{-1}\ll\frac{k\left|\chi_h\right|}{2}. \tag{3}$$

Переходя от системы (2) к уравнениям второго порядка только для E_0 и E_h, легко показать, что условие (3) равносильно условию

$$\left|\frac{\partial^2\mathbf{hu}}{\partial s_0\partial s_h}\right|\ll\left|\sigma^2\right|, \tag{4}$$

где $\sigma^2 = k^2\chi_h\chi_{\bar{h}}/4$. При переходе к слабодеформированным кристаллам налагается также условие на деформацию

$$|\alpha| \ll |\chi_h|. \tag{5}$$

Это позволяет в системе (2) член с αE_h считать малым по сравнению с членами с производными эйконала. Отбрасывая в (2) малые члены и требуя ненулевое решение для амплитуд, приходим к уравнению эйконала слабодеформированных кристаллов:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial s_0}\frac{\partial\Phi}{\partial s_h} = \sigma^2. \tag{6}$$

Затем ищем E_0, E_h в виде асимптотического ряда и для нулевого и последующих приближений получаем соответствующие уравнения переноса. Для случая плоской волны, падающей под точным углом Брэгга идеального кристалла, в симметричном случае Лауэ вместо решения (6) берется

$$\Phi^{(1),(2)} = \pm\sigma z/\cos\theta. \tag{7}$$

Здесь цифры 1 и 2 отвечают двум листам дисперсионной поверхности, причем знак "+" соответствует листу 1 слабопоголощаемой моды. В этом случае уравнения переноса амплитуд в нулевом приближении имеют вид

$$\begin{aligned} &\frac{\partial E_0}{\partial s_0} + i\frac{k\alpha}{4\cos\theta}E_0 = 0, \\ &\frac{\partial E_h}{\partial s_h} + i\frac{k\alpha}{4\cos\theta}E_h = 0. \end{aligned} \tag{8}$$

Решение уравнений (8) дается в виде

$$E_{0,h} = f_{0,h}\exp\left[-i\frac{k}{4\cos\theta}\int_{z_1}^{z}\alpha dz'\right], \tag{9}$$

где значения амплитуд считаются заданными при $z = z_1$, а $f_{0,h}$ не зависят от z.

3. Применение эйконального приближения для трехблочного интерферометра

Применим полученные уравнения для объяснения формирования муара в обычном трехблочном LLL интерферометре. Ход интерферирующих пучков в интерферометре показан на рис.1. Считается, что вектор смещения в первом блоке S (расщепитель) – $\mathbf{u}_1$, в части M_1 зеркального блока – $\mathbf{u}_2$, в части M_2 – $\mathbf{u}_3$, а в третьем блоке A (анализатор) – $\mathbf{u}_4$. Все три блока интерферометра имеют толщину T, причем $\mu T \gg 1$ (μ – линейный коэффициент поглощения), так что через каждый из блоков проходят только σ-поляризованные волны слабопоглощающейся моды (знак "+" в (7)).

3.1. Поля в первом блоке *S*

Используя граничные условия на входной поверхности расщепителя для случая Лауэ [11], получим

$$f_0^{(1)} + f_0^{(2)} = E_0^i,$$
$$f_h^{(1)} + f_h^{(2)} = 0. \qquad (10)$$

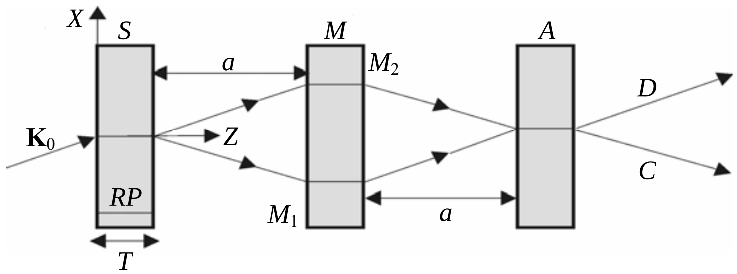

Рис.1. Рентгеновский трехблочный интерферометр.
RP – отражающие плоскости.

Здесь E_0^i – амплитуда плоской волны, падающей под точным углом Брэгга идеального кристалла. Из системы (2), после отбрасывания малых членов, следует

$$f_0^{(1)} = \left(2\sigma/k\chi_h\right) f_h^{(1)}, \quad f_0^{(2)} = -\left(2\sigma/k\chi_h\right) f_h^{(2)}. \qquad (11)$$

Используя связи (11) и решая уравнения (10), находим

$$f_0^{(1)} = f_0^{(2)} = E_0^i/2, \quad f_h^{(1)} = \left(k\chi_h/2\sigma\right)\left(E_0^i/2\right), \quad f_h^{(2)} = -f_h^{(-1)}. \qquad (12)$$

Таким образом, согласно (9) и (7), для полных амплитуд первого поля на выходной поверхности первого блока находим

$$E_0^s = \frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T - \frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T \alpha_1 dz'\right)\right],$$
$$E_0^h = \frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T - \mathbf{hu}_1^e - \frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T \alpha_1 dz'\right)\right], \qquad (13)$$

где $\sigma_0 = k\chi_0/2$, а $u_1^e(x,y) = u_1(x,y,T)$ – вектор смещения на выходной поверхности первого блока.

3.2. Поля во втором блоке, участок M_1

Для нахождения полей во втором блоке, в участке M_1, опять воспользуемся граничными условиями и связями (11). Расстояние по *z* между выходом блока *S* и входом блока *M*, а также между блоками *M* и *A* обозначим через *a*. Граничные условия на входной поверхности блока *M* в участке M_1 имеют вид

$$f_0^{(1)}\exp\left(i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)+f_0^{(2)}\exp\left(-i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)=0,$$

$$\left[f_h^{(1)}\exp\left(i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)+f_h^{(2)}\exp\left(-i\frac{\sigma}{\cos\theta}(T+a)\right)\right]\times \qquad (14)$$

$$\times\exp\left[i\left(\frac{\sigma_0}{\cos\theta}(T+a)-\mathbf{hu}_2^i\right)\right]=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{2}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}T+\bar{\psi}_1\right)\right].$$

Здесь $\mathbf{u}_2^i(x,y)=\mathbf{u}_2(x,y,T+a)$ – вектор смещения на входе участка M_1, а

$$\bar{\psi}_1(x,y)=\psi_1(x+a\tan\theta,y),\quad \psi_1(x,y)=-\mathbf{hu}_1^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T\alpha_1 dz'. \qquad (15)$$

В результате решения системы (14) получаем поля на выходе блока *M* на участке M_1. Нас интересует поле в направлении проходящей волны, для полной амплитуды которого имеем

$$E_0^{M_1}=\frac{E_0^i}{4}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(2T)+\bar{\psi}_1+\mathbf{hu}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz'\right)\right]. \qquad (16)$$

3.3. Поля во втором блоке, участок M_2

Точно так же, выписывая граничные условия в данном участке для полной амплитуды поля в направлении дифрагированной волны, находим

$$E_h^{M_1}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{4}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(2T)+\bar{\psi}_2+\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'\right)\right], \qquad (17)$$

где

$$\bar{\psi}_2(x,y)=\psi_2(x-a\tan\theta,y),\quad \psi_1(x,y)=-\mathbf{hu}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_0^T\alpha_3 dz', \qquad (18)$$

а $\mathbf{u}_3^e(x,y)=\mathbf{u}_3(x,y,2T+a)$ – вектор смещения на выходе участка M_2.

3.4. Поля в третьем блоке *A*

На третий блок падают две волны, интерференция которых в двух выходящих из *A* пучках *C* и *D* формирует муаровые интерференционные полосы.

Для пучка *C* условия непрерывности и решение соответствующей алгебраической системы приводят к следующим значениям:

$$E_h^{M_1C}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_3-\mathbf{hu}_4^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],$$

$$E_h^{M_2C}=\frac{k\chi_h}{2\sigma}\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_4+\mathbf{hu}_4^i-\mathbf{hu}_4^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right], \qquad (19)$$

где приняты обозначения

$$\bar{\psi}_3(x,y)=\psi_3(x-a\tan\theta,y),\quad \psi_3(x,y)=\bar{\psi}_1+\mathbf{h}\mathbf{u}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz', \tag{20}$$

а

$$\bar{\psi}_4(x,y)=\psi_4(x+a\tan\theta,y),\quad \psi_4(x,y)=\bar{\psi}_2-\mathbf{h}\mathbf{u}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'. \tag{21}$$

Точно так же для амплитуд волн в пучке D имеем

$$\begin{gathered}E_0^{M_1D}=\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_5-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],\\ E_h^{M_2D}=\frac{E_0^i}{8}\exp\left[i\left(\frac{\sigma+\sigma_0}{\cos\theta}(3T)+\bar{\psi}_6+\mathbf{h}\mathbf{u}_4^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{2(T+a)}^{3T+2a}\alpha_4 dz'\right)\right],\end{gathered} \tag{22}$$

где

$$\bar{\psi}_5(x,y)=\psi_5(x-a\tan\theta,y),\quad \psi_5(x,y)=\bar{\psi}_1-\mathbf{h}\mathbf{u}_2^i-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_2 dz', \tag{23}$$

а

$$\bar{\psi}_6(x,y)=\psi_6(x+a\tan\theta,y),\quad \psi_6(x,y)=\bar{\psi}_2-\mathbf{h}\mathbf{u}_3^e-\frac{k}{4\cos\theta}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\alpha_3 dz'. \tag{24}$$

3.5. Интерференционное поле на выходе анализатора

Интерференционное поле на выходе анализатора формируется амплитудами $E_h^{M_1C}$, $E_h^{M_2C}$ в пучке C и $E_0^{M_1D}$, $E_h^{M_2D}$ в пучке D. Выражение интенсивности в обоих пучках одно и то же и имеет вид

$$I=\left(E_0^{(i)2}/32\right)\exp\left[-(\mu/\cos\theta)\left(1-\chi_{hi}/\chi_{0i}\right)(3T)\right](1+\cos\beta), \tag{25}$$

где $\mu=2\sigma_{0i}$ – линейный коэффициент поглощения, $\sigma_{0i}=k\chi_{0i}/2$ – мнимая часть σ_0, χ_{0i}, χ_{hi} – мнимые части 0 и **h**-Фурье-компонент поляризуемости кристалла. Не нарушая общности изложения, мы в выражении (25) привели вид полного поглощения для центросимметричного кристалла. Ясно, что σ_{0i}, как и χ_{0i}, χ_{hi} – положительны, тогда как χ_{0r}, χ_{hr} отрицательны. В (25) разность фаз имеет вид

$$\begin{aligned}\beta=&-\mathbf{h}\mathbf{u}_1^e+\frac{1}{2}\left[\mathbf{h}\mathbf{u}_2^i(x-a\tan\theta)+\mathbf{h}\mathbf{u}_2^e(x-a\tan\theta)\right]+\\&+\frac{1}{2}\left[\mathbf{h}\mathbf{u}_3^i(x+a\tan\theta)+\mathbf{h}\mathbf{u}_3^e(x+a\tan\theta)\right]-\\&-\mathbf{h}\mathbf{u}_4^i-\frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{h}\mathbf{u}_2 dz'\Big|_{x\to x-a\tan\theta}+\frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{h}\mathbf{u}_3 dz'\Big|_{x\to x+a\tan\theta},\end{aligned} \tag{26}$$

причем в фазах, содержащих α, учитывая, что $\partial/\partial s_h = \cos\theta\partial/\partial z' - \sin\theta\partial/\partial x$, предварительно выполнено интегрирование по dz' первого члена с $\partial/\partial z'$.

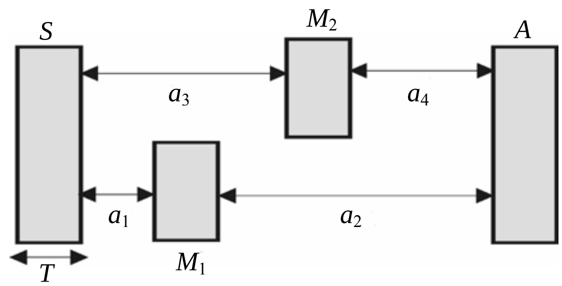

Рис.2. Рентгеновский неравноплечий трехблочный интерферометр.

В экспериментах (например, в случае создания температурного градиента в зеркальном блоке) иногда удобно применять интерферометр типа приведенного на рис.2. Считается, что $a_1 + a_2 = a_3 + a_4 = 2a$ (обозначения см. на рис.2). Не приводя здесь выкладок, которые совершенно идентичны выкладкам, приведенным выше для случая $a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = a$, скажем, что выражение для интенсивности (26) остается тем же самым для обоих пучков *C*, *D*, причем в этом случае

$$\beta = -\mathbf{hu}_1^e + \frac{1}{2}\Big[\mathbf{hu}_2^i\left(x - a_2\tan\theta\right) + \mathbf{hu}_2^e\left(x - a_2\tan\theta\right)\Big] +$$

$$\frac{1}{2}\Big[\mathbf{hu}_3^i\left(x + a_4\tan\theta\right) + \mathbf{hu}_3^e\left(x + a_4\tan\theta\right)\Big] - \qquad (27)$$

$$-\mathbf{hu}_4^i - \frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_2 dz'\Big|_{x\to x-a_2\tan\theta} + \frac{1}{2}\tan\theta\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{T+a}^{2T+a}\mathbf{hu}_3 dz'\Big|_{x\to x+a_4\tan\theta}.$$

4. Обсуждение результатов

Из выражений (25)–(27) можно заключить, какие вклады имеют различные блоки в формировании муаровой картины. Блок расщепитель (*S*) и блок анализатор (*A*) похожи тем, что дают вклад только векторы смещения этих блоков. Но от блока расщепителя в выражение интенсивности входит вектор смещения на выходной поверхности, а от блока анализатора – вектор смещения на входной поверхности. Поэтому в общем случае деформаций картина муара должна меняться при повороте интерферометра на угол 180° вокруг оси, перпендикулярной к плоскости дифракции. Для расщепителя и анализатора проходит оптическая аналогия, но с тем различием, что векторы смещения входят с одинаковым знаком, т.е. оба блока действуют как один блок с суммарным вектором смещения, тогда как при применении оптической аналогии для двух решеток векторы смещения должны быть взяты с противоположными знаками.

Зеркальный блок отличается тем, что дают вклады векторы смещения как входной, так и выходной поверхности. Но зеркальный блок отличается еще и тем, что дают вклад деформации, так что оптическая аналогия для зеркального блока применима тогда, когда вектор смещения не зависит от координаты x или же является линейной функцией от x (что соответствует постоянной дилатации, причем зависимость от y и z может быть произвольной).

5. Заключение

В работе представлено дальнейшее развитие теории рентгеновского муара слабодеформированных кристаллов, рассмотренной в [12]. В отличие от этой работы, где деформации предполагались существующими только в блоке-анализаторе, рассматривается случай, когда деформации присутствуют во всех трех блоках интерферометра. Получено выражение для интенсивности выходящих из анализатора пучков в приближении падающей на интерферометр под точным углом Брэгга плоской волны. На основе полученного выражения можно сделать следующие выводы.

1. Блоки расщепителя и анализатора дают вклад векторами смещений. Отличие между ними в том, что расщепитель дает вклад вектором смещения выходной поверхности, а анализатор – вектором смещения входной поверхности. Оба вектора смещения суммируются, т.е. входят в выражение разности фаз с одним и тем же знаком.
2. Зеркальный блок существенно отличается от двух других блоков. Вклад дают векторы смещения как входной, так и выходной поверхности в виде полусуммы соответствующих векторов смещений. Но существенное отличие еще и в том, что в выражение для интенсивности входят также деформации зеркального блока. Вследствие этого оптическая аналогия всего интерферометра применима тогда, когда вектор смещения зеркального блока не зависит либо же зависит линейно от координаты, перпендикулярной отражающим плоскостям (случай постоянных дилатаций, причем от y и z зависимость может быть произвольной). Немаловажно и то, что знак вектора смещения в выражении для интенсивности противоположен знакам векторов смещений двух других блоков. Таким образом, если вектор смещения зеркального блока не зависит от x или же зависит линейно, то расщепитель и анализатор действуют как одна сетка, дающая муар относительно сетки зеркального блока.
3. При повороте интерферометра на 180° вокруг оси, перпендикулярной плоскости дифракции, в общем случае картина муара должна меняться.
4. Из полученных выражений можно непосредственно получить результаты постоянных дилатаций и поворотов (линейные векторы смещения по x и y) [11].
5. Рассмотрен также неравноплечий интерферометр. Показано, что выражение для интенсивности не отличается от соответствующего выражения равноплечевого интерферометра, если только суммарная длина плеч в обеих траекториях, формирующих муар, одинакова.
6. Полученные выражения дают возможность построить муаровые полосы не

только для тривиального случая постоянных дилатаций и поворотов, но также для нетривиальных случаев – температурный градиент, дислокации и дислокационные петли, сосредоточенная сила.

7. Эйкональное приближение можно применять также для случаев не слабодефрмированных кристаллов, когда для деформированного кристалла точно решается уравнение эйконала.
8. Очевидно, что эйкональное приближение можно применять и для случая падающей на интерферометр сферической волны.

Приложение теории для различных случаев деформаций будет проведено в дальнейших исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Appel, U.Bonse.** Phys. Rev. Lett., **67**, 1673 (1991).
2. **U.Bonse, F.Beckmann.** J. Synchrotron Rad., **8**, 1 (2001).
3. **M.Nusshardt, U.Bonse**. J. Appl. Cryst., **36**, 269 (2003).
4. **J.P.Sutter, T.Ishikawa, U.Kuetgens, et al.** J. Synchrotron Rad., **11**, 378 (2004).
5. **K.Hirano, T.Fukamachi, Y.Kanematsu, et al.** J. Synchrotron Rad., **19**, 101 (2012).
6. **H.Yamazaki, T.Ishikawa.** J. Appl. Cryst., **36**, 213 (2003).
7. **M.K.Balyan.** Acta Cryst. A, **66**, 660 (2010).
8. **К.В.Алумян, Р.И.Багдасарян, Т.С.Мнацаканян, Ф.О.Эйрамджян**. Изв. вузов, Физика, **8**, 45 (2002).
9. **H.R.Drmeyan.** J. Appl. Cryst., **37**, 585 (2004).
10. **К.В.Алумян, Т.С.Мнацаканян, Т.О.Эйрамджян, Ф.О.Эйрамджян.** Материалы научной конференции посвященной 50-летию основания кафедры физики твердого тела ЕГУ, Ереван, 2007, с.34.
11. **З.Г.Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
12. **М.К.Балян, К.Т.Габриелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **29,** 118 (1994).
13. **В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский.** УФН, **107**, 229 (1972).
14. **S.Takagi.** J. Phys. Soc. Japan, **26**, 1239 (1969).

ԷՅԿՈՆԱԼԱՅԻՆ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Էյկոնալ մոտավորությամբ զարգացված է ռենտգենյան ինտերֆերոմետրի տեսություն, երբ ինտերֆերոմետրի երեք թիթեղներում առկա են դեֆորմացիաներ: Բացահայտված է ամեն թիթեղի դերը մուարի ձևավորման պրոցեսում: Այդ մոտավորությունը կարող է կիրառվել ընդհանուր տեսքի թույլ դեֆորմացիաների դեպքում:

EIKONAL APPROXIMATION IN THE THEORY OF X-RAY INTERFEROMETER

M.K. BALYAN

On the basis of eikonal approximation a theory of X-ray interferometer in the case of deformations in all three plates of the interferometer is presented. The role of each plate of the interferometer in the process of moiré formation is investigated. The theory can be applied for the general case of weak deformations.