

РЕНТГЕНОВСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ КОРОТКОВОЛНОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ С ДИФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

А.М.Егиазарян, К.Г.Труни, А.Р.Мкртчян

*Институт прикладных проблем физики НАН Армении
375014 Ереван, Армения*

Поступила в редакцию 26 августа 1998 г.

Предложена четырехблочная интерферометрическая внеосевая схема записи рентгеновских коротковолновых голограмм аморфных тел, не прозрачных для видимого света. Дифракционное расширение предметной волны в одном блоке снимается дифракционной фокусировкой этой же волны в следующем блоке.

PACS: 42.40.-i

Осуществление рентгеновской коротковолновой голографии имеет очень важное значение для развития микроскопии, а также для визуализации внутренней микроструктуры не прозрачных для оптического излучения веществ. Поэтому рентгеновская коротковолновая голография представляет определенный интерес наряду с электронной микроскопией и оптической голографией. Ее осуществление откроет новые перспективы для рентгеновской дефектоскопии, голографии микрообъектов, медицинской диагностики и рентгеновской когерентной оптики. Кроме того, восстановление фронта рентгеновской волны с помощью волны оптического лазера дает возможность частично свести задачу рентгеновских исследований к задаче выявления информационного содержания оптической волны.

В 1952 г. Эль-Сам и Киркпатрик смогли получить видимое изображение тонкой проволоки при освещении ее рентгеновской дифракционной картины, зарегистрированной за 20 лет перед этим Келлстромом. Возможность осуществления рентгеноголографической микроскопии в области мягкого рентгеновского излучения с применением излучения рентгеновского микроанализатора было продемонстрировано в работах [1, 2]. Реальные возможности рентгеноголографической микроскопии, с точки зрения ограниченной спектральной мощности, существующих рентгеновских источников детально рассмотрены в работах авторов [3, 4].

В наших работах [5, 6] мы оценили радиус пространственной когерентности дифракционно-коллимированных в кристаллических монохроматорах рентгеновских пучков с целью их использования в рентгеновской голографии. Далее, в работе [7], объединив явления когерентного расщепления рентгеновского излучения при лауэ-прохождении через совершенные кристаллы, резкое увеличение их когерентных характеристик при этом прохождении, запись рентгеновских интерферометрических картин и запись голограмм, мы предложили интерферометрическую схему записи рентгеновских коротковолновых голограмм кристаллов.

В настоящей работе предлагается четырехблочная схема записи рентгеновских коротковолновых голограмм аморфных тел, не прозрачных для видимого света, с применением эффекта дифракционной фокусировки рентгеновских лучей в двух-кристалльных системах.

Интерферометрическая схема записи голограмм аморфных тел. Для записи рентгеновских коротковолновых голограмм аморфных тел предложена следующая интерферометрическая схема (см. рис.1). Рентгеновская волна с комплексной амплитудой $\psi(\mathbf{r})$ от рентгеновского источника падает под углом брэгговского отражения на кристаллический монохроматор 7. После дифракционной коллимации на монохроматоре в зависимости от угла коллимации увеличивается радиус поперечной когерентности отраженного пучка. Этот радиус обратно пропорционален углу коллимации и принимает значение порядка 100 мкм для излучения с длиной волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ при углах коллимации $\Delta\alpha \sim 10^{-6}$ рад. Плоскопараллельные пластины 1, 2, 3, 4 из совершенного кристалла, сориентированные в положение отражения относительно подающей волны с амплитудой $\psi_0^i(\mathbf{r})$. В результате дифракции на пластине 1 волна $\psi_0^i(\mathbf{r})$ когерентно расщепляется на две почти одинаковые волны, $\psi_h(\mathbf{r})$ и $\psi_0(\mathbf{r})$, распространяющиеся в направлениях отражения и прохождения, соответственно [8, 9]. В результате дифракции этих волн на кристалле 2 образуются в числе других и интересующие нас волны с амплитудами $\psi_{h0}(\mathbf{r})$ и $\psi_{0h}(\mathbf{r})$. На пути волны $\psi_{h0}(\mathbf{r})$ расположена однородная призма 5, которая отклоняет эту волну на малый угол $\Delta\alpha$, не выводя ее из положения отражения. Этот угол определяется формулой

$$\Delta\alpha = (1 - n)\text{tg}\alpha, \quad (1)$$

где α – угол призмы, n – показатель преломления призмы. Вследствие этого отклонения после дифракции волны $\psi_{h0}(\mathbf{r})$ на кристаллах 3 и 4 образуется опорная волна с амплитудой $\psi_{h00h}(\mathbf{r})$, ось распространения которой отклонена от положения точного брэгговского отражения на угол $\Delta\alpha$. На пути распространения волны $\psi_{0h}(\mathbf{r})$ расположен аморфный объект 6. Излучение, проходя через этот объект, образует предметную волну $\psi_{0h}(\mathbf{r})$ (см. рис.1), которая дифрагирует на кристаллах 3 и 4. После дифракции на кристаллах 3 и 4 часть предметной волны $\psi_{0h}(\mathbf{r})$ образует предметную волну с амплитудой $\psi_{0h0h}(\mathbf{r})$, ось распространения которой образует с осью распространения опорной волны $\psi_{h00h}(\mathbf{r})$ маленький угол $\Delta\alpha$. То есть, предложенная схема записи коротковолновых рентгеновских голограмм аморфных тел представляет внеосевую схему записи голограмм. Волны ψ_{h0} и ψ_{0h} совмещаются на входной поверхности кристалла-анализатора 3 до дифракции в нем. Интенсивность J_0 этого интерференционного поля определяется формулой

$$J_0(\mathbf{r}) = |\psi_{h0} + \psi_{0h}|^2 = |\psi_{h0}|^2 + |\psi_{0h}|^2 + 2|\psi_{h0}||\psi_{0h}|\cos[(\mathbf{k}_{h0} - \mathbf{k}_{0h})\mathbf{r} + \varphi(\mathbf{r})], \quad (2)$$

где аргумент интерференционного члена состоит из двух слагаемых. Слагаемое $(\mathbf{k}_{h0} - \mathbf{k}_{0h})\mathbf{r}$ меняется на 2π в пространственных областях размерами $\Delta r \sim 10^{-8}$ см, так как величина $(\mathbf{k}_{h0} - \mathbf{k}_{0h})$ – порядка 10^8 см^{-1} . Предположим, что аморфное тело 6 прибавляет в волну ψ_{0h} макроскопически меняющуюся фазу $\varphi(\mathbf{r})$. Математическое условие этого будет

$$|\text{grad}\varphi(\mathbf{r})| < 10^3 \text{ см}^{-1}.$$

Так как аргумент интерференционного члена в (2) меняется на 2π в пространственных областях размерами 10^{-8} см, то интерференционное поле невозможно зарегистрировать существующими регистрирующими материалами из-за ограниченного разрешения. Рассмотрим, чем отличается интенсивность $J(\mathbf{r})$ интерференционного

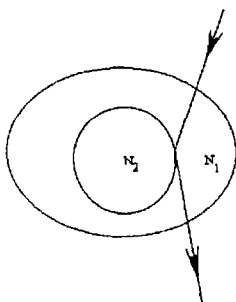


Рис.1. Схема записи голограммы

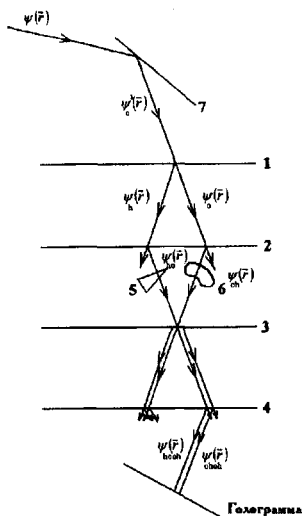


Рис.2. Схема образования предметной волны

поля от интенсивности $J(\mathbf{r})$ интерференционного поля волн ψ_{h00h} и ψ_{0h0h} . $J(\mathbf{r})$ определяется как

$$J(\mathbf{r}) = |\psi_{h00h}|^2 + |\psi_{0h0h}|^2 + 2|\psi_{0h0h}||\psi_{h00h}| \cos[(\mathbf{k}_{h00h} - \mathbf{k}_{0h0h})\mathbf{r} + \varphi(\mathbf{r})]. \quad (3)$$

Определим угловую область $\Delta\alpha_1$ пространственных частот волны ψ_{0h} , в которой соответственные фурье-компоненты, проходя кристаллический блок 3 или вакуумный слой той же толщины, идентичны в смысле приобретения дополнительной фазы. Это условие будет

$$\frac{kd(n-1)}{\cos(\theta_B + \Delta\alpha_1)} - \frac{kd(n-1)}{\cos\theta_B} < \frac{\pi}{100}, \quad (4)$$

где k – волновое число и имеет значение $\sim 10^8 \text{ см}^{-1}$; d – толщина третьего блока $\sim 10^{-1} \text{ см}$; θ_B – точный угол Брэгга порядка радиана; $n-1 \sim 10^{-6}$. Из условия (4) получается, что при вышеуказанных значениях параметров $\Delta\alpha_1 \sim 10^{-3} \text{ рад}$, что намного больше, чем угловая область пропускания кристалла. Следовательно, фронты волн ψ_{h0} , ψ_{h00} и ψ_{h00h} являются подобными поверхностями.

Аргумент интерференционного члена в выражении (3) представляет макроскопически меняющуюся фазу, так как волновые векторы \mathbf{k}_{h00h} и \mathbf{k}_{0h0h} отклонены на угол $\Delta\alpha_1$. Из сопоставления выражений (2) и (3) следует, что блок-анализатор 3 представляет своеобразный фильтр интенсивности интерференционного поля, пропуская только низкую частоту модуляции поля. Это явление дает возможность регистрировать интерференционную картину волн ψ_{h00h} и ψ_{0h0h} , что в данном случае представляет из себя внеосевую рентгеновскую голограмму объекта 6.

В частности, когда объект 6 состоит из двух сред с разными электронными плотностями N_1 и N_2 (см. рис.2), так что $N_2 > N_1$, то на границе этих сред происходит полное внутреннее отражение рентгеновского пучка. Тогда предметная волна ψ_{0h0h} содержит в себе полную информацию о границе раздела этих сред.

Когда предметная волна ψ_{0h} дифрагирует на блок-анализаторе 3, происходит дифракционное расширение рентгеновского пучка, которое снимается дифракционной фокусировкой на блоке 4 [10, 11]:

$$\psi_{0h0h}(x) = \exp[i\mathbf{k}_h \mathbf{r}] \left\{ \frac{\pi^2 k^2 c^2 \chi_h \chi_h}{\gamma_0 \gamma_h} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{0h}(p) e^{ipx} \frac{\sin z_3 \sqrt{p^2 b^2 + \beta^2} \sin z_4 \sqrt{p^2 b^2 + \beta^2}}{p^2 + \beta^2} dP \right\}, \quad (5)$$

где $\phi_{0h}(p)$ – фурье-образ функции $\psi_{0h}(x)$, z_3 и z_4 – толщины соответственных блоков, $\beta = \pi k c (\chi_h \chi_h)^{1/2} / \gamma_0 \gamma_h$, где C – фактор поляризации дифрагированного пучка, χ_h и χ_h – соответственные фурье-компоненты поляризуемости кристалла, γ_0 и γ_h – направляющие косинусы дифрагированного пучка, $b = \sin^2 \theta_B / 2\gamma_0 \gamma_h$.

Когда $\psi_{0h}(x) = \delta(x)$, где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\phi_{0h}(p) \equiv 1$. В предложенной нами схеме $z_3 = z_4$ и из выражения (5) следует, что при двухкратном отражении пучка на блоках 3 и 4 происходит дифракционная фокусировка пучка. Тогда, после некоторых упрощений, получим

$$\psi_{0h0h}(x) = -\frac{\pi\beta}{8} e^{-\beta x}. \quad (6)$$

Дифракционное смазывание предметного изображения при дифракции рентгеновского пучка на блоке 3 снимается дифракционной фокусировкой при дифракции на блоке 4. Следовательно, изображение точки предмета b представляет точку в области регистрации голограммы. Отсюда следует, что предметная волна $\psi_{0h0h}(\mathbf{r})$ представляет полную информацию о точной геометрии внутренней границы раздела в объекте b . Восстанавливая предметную волну в видимом свете, решаем проблему визуализации и получаем восстановленное видимое трехмерное изображение границы раздела двух сред в объекте b . Из формулы (6) следует, что при явлении дифракционной фокусировки рентгеновских лучей размер фокуса можно уменьшить до 1 мкм. Угловая область пропускания кристалла $\sim 10''$, следовательно, когда длина волны записи голограммы $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$, в восстановленном изображении реально достижимо локальное разрешение порядка 1 мкм в предметном изображении.

-
1. J.W.Giles, Journ. Opt. Soc. Am. **59**, 1179 (1969).
 2. S.Aoki and S.Kikuta, Jap. J. Appl. Phys. **13**, 1385 (1974).
 3. V.V.Aristov and G.A. Ivanova, J. Appl. Cryst. **12**, 19 (1979).
 4. В.В.Аристов, Г.А.Вашкина, *Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей*, Изд. ЕГУ, 1978.
 5. А.М.Егизарян, А.Г.Ростомян, П.А.Безирганян, ДАН Арм. ССР **66**, 228 (1978).
 6. А.М.Егизарян, А.Г.Ростомян, А.М.Григорян, П.А.Безирганян, ЖТФ АН СССР **49**, 2238 (1979).
 7. А.М.Егизарян, П.А.Безирганян, Изв. АН Арм. ССР, Физика **15**, 35 (1980).
 8. А.М.Афанасиев and Yu.Kagan, Acta Cryst. **A24**, 163 (1968).
 9. В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский, УФН **107**, 229 (1972).
 10. В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободецкий, К.Г.Труни, ЖЭТФ **66**, 1110 (1974).
 11. В.Л.Инденбом, Г.М.Аладжадян, ДАН СССР **227**, 827 (1976).