

**ФРЕНЕЛЕВСКАЯ ВНЕОСЕВАЯ ГОЛОГРАФИЯ В ОБЛАСТИ  
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУХБЛОЧНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА  
ИЗ ФРЕНЕЛЕВСКИХ ЗОННЫХ ПЛАСТИН**

Л.А. АРУТЮНЯН\*, М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 9 марта 2021 г.)

Предложена и проанализирована схема для рентгеновской френелевской внеосевой голограммы, основанной на двухблочном интерферометре из френелевских зонных пластин. Показано, что предложенная схема позволяет запись голограммы и последующее численное восстановление изображения. Методом численного моделирования показано преимущество данной схемы по сравнению с раннее предложенной аналогичной схемой осевой голограммы, основанной на трехблочном интерферометре из френелевских зонных пластин.

**1. Введение**

Среди первых экспериментальных работ в области рентгеновской голограммы отметим работы [1,2]. В работах [3–5] представлены схемы голограммии Франгофера, а в работах [6–10] – голограммии Габора и Фурье. Схема рентгеновской Фурье голограммии, основанной на двух френелевских зонных пластинах (ФЗП), представлена в работе [11]. Предложены также схемы динамически-дифракционной рентгеновской голограммии [12–19].

В работах [20,21] представлен рентгеновский трехблочный интерферометр из ФЗП, работающий в режиме деления амплитуды. В работе [22] предложена схема Фурье голограммии, основанной на первых двух блоках этого интерферометра, а в [23] – схема френелевской осевой голограммии, на основе трехблочного интерферометра. Основным недостатком последней схемы является наложение фоновых волн с реконструированным изображением, которое, можно исключить с использованием внеосевой схемы.

В настоящей работе представлена схема френелевской внеосевой голограммии в области жесткого рентгеновского излучения, основанной на вышеуказанном интерферометре из ФЗП. При этом, как и в случае указанной схемы Фурье голограммии, используются только первые два блока интерферометра. Исследуемый объект размещен за вторым блоком интерферометра, а вторичный источник

сферической опорной волны находится на задней фокальной плоскости второго блока. Записываемая голограмма является внеосевой голограммой Френеля. Восстановление изображения предмета осуществляется численным методом.

## 2. Схема записи голограммы и аналитическое рассмотрение

На рис.1 представлена предложенная схема записи голограммы. Она основана на двухблочном интерферометре. В качестве блоков интерферометра используются две ФЗП, с общей оптической осью и удаленные друг от друга на двойное фокальное расстояние. Исходная плоская волна падает на первую ФЗП параллельно оптической оси. В качестве объектной волны рассматривается волновой пакет, дифрагированный в +1 порядке от обоих блоков интерферометра, а в качестве предметной волны – пакет, прошедший сквозь первый блок (нулевой порядок дифракции) и дифрагированный в +1 порядке от второго блока. Предметная плоскость находится между вторым блоком и его задней фокальной плоскостью. При этом тестируемый предмет размещается выше оптической оси. В результате параллельный пучок предметной волны проходит через исследуемый предмет, между тем опорная волна избегает его, проходя ниже оптической оси. На голограмме регистрируется интерференция между горизонтально распространяющейся объектной волной и сферической опорной волной с точечным источником на заднем фокусе второго ФЗП. Блокировку других – «нежелательных» волновых каналов, возникающих из-за наличия разных порядков дифракции на ФЗП, достигается двумя ножами и маской на объектной плоскости (см. рис.1).

Аналитические расчеты для предложенной схемы приведены ниже в краткой форме, так как они аналогичны расчетам, которые были представлены в наших предыдущих работах для случаев Фурье [22] и френелевской осевой [23] голограммий.

Напряженность электрического поля объектной волны в плоскости

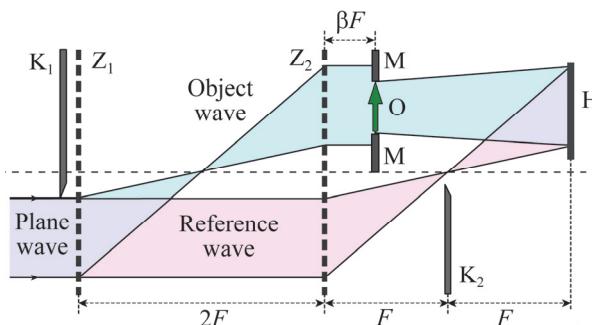


Рис.1. Экспериментальная установка для записи голограммы.  $Z_1$  и  $Z_2$  – блоки интерферометра,  $O$  – исследуемый предмет,  $H$  – детектор голограммы,  $K_1$  и  $K_2$  – ножи,  $MM$  – маска в объектной плоскости,  $F$  – фокальное расстояние ФЗП,  $\beta$  – безразмерный коэффициент, определяющий расположение исследуемого предмета ( $0 \leq \beta < 1$ ).

регистрации, являющейся результатом дифракции плоской волны на исследуемом предмете, с точностью до постоянного фазового слагаемого может быть представлена в виде

$$E_{\text{obj}}(X, Y) = -\frac{ikr}{2\pi L_{\text{obj}}} \int_{-a}^a \int_{-a}^a T(X', Y') \exp\left[\frac{ik}{2L_{\text{obj}}}\left[(X-X')^2 + (Y-Y')^2\right]\right] dX' dY', \quad (1)$$

а сферической опорной волны – в виде

$$E_{\text{ref}}(X, Y) = \sqrt{rt} \exp\left[ik\left(X\theta + \frac{X^2}{2F} + \frac{Y^2}{2F}\right)\right]. \quad (2)$$

Использованная в выражениях (1) и (2) декартовая координатная система  $(X, Y, Z)$  представлена на рис.2. Координаты в предметной плоскости обозначаются штрихами, а в голограммической плоскости – без штрихов. Через  $t$  и  $r$  обозначены коэффициенты дифракции ФЗП из расчета интенсивности, соответственно нулевого и первого порядков.  $T(X', Y')$  – комплексный амплитудный коэффициент пропускания исследуемого предмета,  $k$  – волновое число рентгеновского излучения,  $2a$  – размер исследуемого предмета,  $L_{\text{obj}} = (2-\beta)F$  – расстояние между предметной плоскостью и голограммой,  $\theta$  – угол между оптической осью интерферометра и линией соединяющей вторичный точечный источник сферической опорной волны с точкой  $X = Y = 0$  на голограмме.

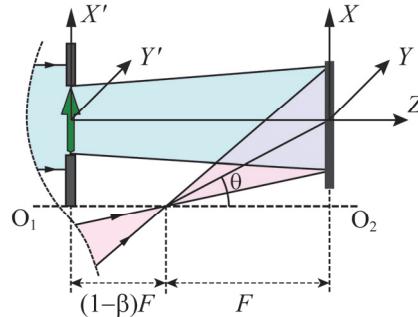


Рис.2. Схема, поясняющая обозначения, использованные в аналитических расчетах.  $O_1O_2$  – оптическая ось интерферометра.

При рассмотрении распределения интенсивности на голограмме, ограничиваясь слагаемым  $E_{\text{ref}}^* E_{\text{obj}}$ , так как именно этим членом определяется восстановленное изображение предмета:

$$\begin{aligned} E_{\text{ref}}^*(X, Y) E_{\text{obj}}(X, Y) &= -\frac{ikr}{2\pi L_{\text{obj}}} \sqrt{rt} \exp[-ikX\theta] \exp\left[-ik(X^2 + Y^2) \frac{1-\beta}{2L_{\text{obj}}}\right] \\ &\times \int_{-a}^a \int_{-a}^a T(X', Y') \exp\left[-\frac{ik}{L_{\text{obj}}}[XX' + YY']\right] \exp\left[\frac{ik}{2L_{\text{obj}}}[X'^2 + Y'^2]\right] dX' dY'. \end{aligned} \quad (3)$$

С математической точки зрения, восстановление изображения сводится к произведению указанного слагаемого и выражения

$$-\frac{ik}{2\pi L_{\text{obj}}} \exp \left[ i \frac{k(1-\beta)}{2L_{\text{obj}}} [(X_r - X)^2 + (Y_r - Y)^2] \right] \quad (4)$$

и последующему интегрированию по поверхности голограммы. С физической точки зрения это соответствует дифракции падающей нормально на голограмму плоской волны на расстоянии

$$L_{\text{rec}} = L_{\text{obj}} (1-\beta)^{-1} = F \left( 1 + (1-\beta)^{-1} \right). \quad (5)$$

Отметим, что фокальное расстояние ФЗП ( $F$ ), расстояние между исследуемым предметом и голограммой ( $L_{\text{obj}}$ ), а также между голограммой и восстановленным изображением ( $L_{\text{rec}}$ ) связаны формулой, аналогичной формуле тонкой оптической линзы:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{L_{\text{obj}}} + \frac{1}{L_{\text{rec}}}. \quad (6)$$

В случае неограниченно большой голограммы ( $a \rightarrow \infty$ ), после отмеченного интегрирования, для электрического напряжения восстановленного изображения получим выражение

$$E_{\text{rec}}(X_r, Y_r) = r \sqrt{rt} T(-(1-\beta)(X_r + L_{\text{rec}}\theta), -(1-\beta)Y_r) \exp(i\Phi(X_r, Y_r)), \quad (7)$$

где  $\Phi(X_r, Y_r)$  – несущественный в нашем случае фазовый член, а  $X_r$  и  $Y_r$  – координаты рассматриваемой точки на восстановленном изображении (в случае ограниченной голограммы изображение размыто). Как видно из (7), изображение повернуто на  $180^\circ$  относительно нормали плоскости изображения, увеличено с коэффициентом  $(1-\beta)^{-1}$  и смещено в сторону противоположную к направлению оси  $X$  так, что смещение точки предмета  $X' = Y' = 0$  составляет  $L_{\text{rec}}\theta$ .

### 3. Численное моделирование

Проведено численное моделирование записи голограммы и дальнейшее восстановление изображения от записанной голограммы. Моделирование вакуумной дифракции рентгеновских лучей проведено на основе интегрирования уравнений Гельмгольца методом двумерного Фурье-преобразования [24]. При этом ФЗП, ножи, маска в объектной плоскости, а также исследуемый предмет описываются комплексными амплитудными коэффициентами пропускания, являющимися функциями от координат  $X$  и  $Y$ . В расчетах для длины волны рентгеновского излучения использована величина  $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$  (8.05 кэВ). Радиус и фокальное расстояние использованных ФЗП равны соответственно  $R = 153 \text{ мкм}$  и  $F = 20 \text{ см}$  (при таких условиях количество френелевских зон составляет  $N = 760$ , а ширина последней зоны –  $\Delta R_N = 101 \text{ нм}$ ). Расстояния краев ножей от оптической оси составляют  $d_1 = 46 \text{ мкм}$  и  $d_2 = 23 \text{ мкм}$  соответственно для первого и второго ножей. В качестве исследуемого предмета рассмотрен трафарет с

надписью «X-RAY OPTICS» со светлыми (прозрачными) буквами на черном фоне (шрифт – полужирный).

На рис.3 представлены (а) численно моделированная голограмма и (б) восстановленное изображение. Сравнение восстановленного изображения с аналогичным изображением в случае осевой френелевской голографии [23] подтверждает предположение, сделанное в упомянутой работе, о том, что использование внеосевой схемы может существенно повысить качество восстановленного изображения.

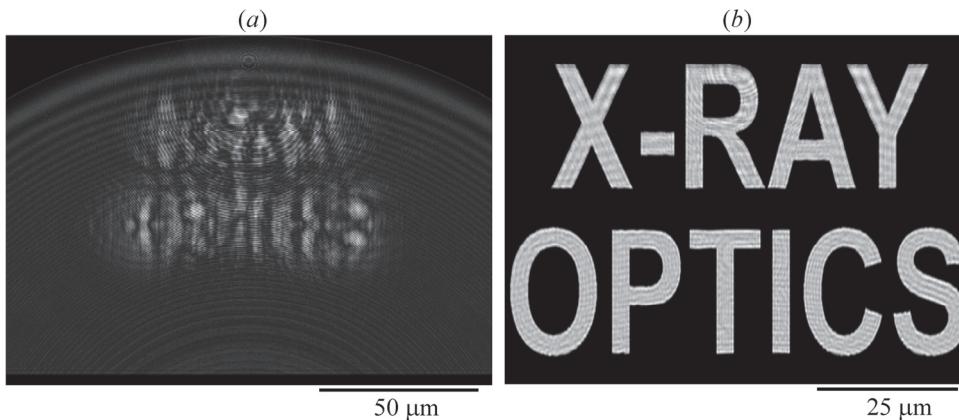


Рис.3. (а) Часть численно моделированной голограммы и (б) восстановленное от него изображение предмета.

#### 4. Заключение

Представлена схема внеосевой френелевской голографии для жесткого рентгеновского излучения, основанная на двухблочном интерферометре из ФЗП, работающем в режиме деления амплитуды. Показано, что схема допускает запись голограммы и дальнейшее восстановление изображения. Из-за внеосевого характера представленной схемы, восстановленное изображение смещено относительно фонового поля, что увеличивает качество восстановленного изображения. В зависимости от местоположения предмета в интерферометре, отображение предмета осуществляется в режиме оптического увеличения или в масштабе один к одному. Путем численного моделирования показано преимущество представленной в данной работе внеосевой схемы по отношению к схеме, рассмотренной в нашей предыдущей работе [23].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Aoki, Y. Ichihara, S. Kikuta. Jpn. J. Appl. Phys., **11**, 1857 (1972).
2. S. Aoki, S. Kikuta. Jpn. J. Appl. Phys., **13**, 1385 (1974).
3. A. Snigirev, L. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelokov. Rev. Sci. Instrum., **66**, 5486 (1995).

4. **K.A. Nugent, T.E. Gureyev, D.F. Cookson, D. Paganin, Z. Barnea.** Phys. Rev. Lett., **77**, 2961 (1996).
5. **D.M. Paganin.** Coherent X-ray optics. Oxford University Press, 2006.
6. **I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E.H. Anderson, M.R. Howells, D.P. Kern.** Science, **256**, 1009 (1992).
7. **W. Leitenberger, A.J. Snigirev.** J. Appl. Phys., **90**, 538 (2001).
8. **N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohogashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki.** J. Phys. IV France, **104**, 551 (2003).
9. **H. Iwamoto, N. Yagi.** J. Synchrotron Rad., **18**, 564 (2011).
10. **V.V. Aristov, A.V. Kuyumchyan, A.A. Isoyan, A.Y. Suvorov, T. Ishikawa, K. Trouni, E. Sarkisyan.** Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **69**, 242 (2005).
11. **N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohigashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki.** AIP Conference Proceedings, **705**, 1340 (2004).
12. **A.M. Yeghiazaryan, P.H. Bezirgianian.** Izvestiya Akademii Nauk ArmSSR, Fizika, **15**, 35 (1980).
13. **A. Momose.** Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **352**, 622 (1995).
14. **A.M. Yeghiazaryan.** Pisma Zh. Tech. Fiz., **24**(10), 55 (1998).
15. **A.M. Yeghiazaryan, K.G. Trouni, A.R. Mkrtchyan.** Pisma Zh. Exp. Teor. Fiz., **68**, 681 (1998).
16. **M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 79 (2016).
17. **M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 289 (2016).
18. **M. Balyan.** J. Synchrotron Rad., **20**, 749 (2013).
19. **M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **50**, 394 (2015).
20. **L.A. Haroutunyan.** J. Contemp. Phys., **50**, 292 (2015).
21. **L.A. Haroutunyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 284 (2016).
22. **M. Balyan, L. Haroutunyan.** J. Synchrotron Rad., **25**, 241 (2018).
23. **L.A. Haroutunyan, M.K. Balyan.** J. Contemp. Phys., **55**, 248 (2020).
24. **J. Goodman.** Introduction to Fourier Optics. New York: McGraw-Hill, 1996.

## HARD X-RAY OFF-AXIS FRESNEL HOLOGRAPHY USING TWO-BLOCK FRESNEL ZONE PLATE INTERFEROMETER

L.A. HAROUTUNYAN, M.K. BALYAN

An experimental set-up for hard X-ray off-axis Fresnel holography, based on a two-block Fresnel zone plates interferometer is proposed and analyzed. It is shown, that the suggested scheme provides a recording of the hologram and further numerical reconstruction of the image. The advantage of this scheme, compared with the earlier presented analogous scheme of on-axis holography, based on the three-block Fresnel zone plate interferometer is shown using numerical simulation.