

**ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА БЕСЩЕЛЕВОЙ
РАДУЖНОЙ ГОЛОГРАФИИ****INTERFEROMETRY BASED ON THE METHOD OF GAPLESS RAINBOW
HOLOGRAM**

Макалада голографиялык интерферометриянын максаттары үчүн жылчыксыз көп чубактуу голография ыкмасын колдонуу мүмкүнчүлүгү каралган. Жылчыксыз ыкма, когеренттүү нур чачуу менен жазылган көп чубактуу голограмманы калыбына келтирүүдө бир катар натыйжалар келип чыгат, аларды реалдуу учурдун голографиялык интерферометриясына жана да кош катар экспозициянын интерферометриясына да колдонууга болот.

Ачык сөздөр: көп чубактуу голография, интерферометрия, спекл-чуу, сынуунун көрсөткүчтөрү.

В статье рассмотрена возможность использования метода бесщелевой радужной голографии для целей голографической интерферометрии. Показано, что при восстановлении радужной голограммы, записанной по бесщелевому методу, когерентным излучением, возникают ряд эффектов, которые можно использовать как в голографической интерферометрии реального времени, так и в интерферометрии двойной экспозиции.

Ключевые слова: радужная голография, спекл-шум, интерферограмма, показатели преломления,

The using of the slitless rainbow holography in holographic interferometry is considered in the paper. It is proved that the reconstruction of the hologram recorded by the using of the slitless method forms some effects which can be used in holographic interferometry.

Keywords: rainbow holography, speckle noise, an interferogram, refractive indices.

Появление радужной голографии расширило возможности голографической интерферометрии. Однако при этом имеются следующие недостатки, присущие радужной голографии:

1. используется незначительная часть апертуры предметной волны;
2. использование сложных оптических систем, включающих набор линз и щелей;
3. относительно высокий уровень спекл – шума;
4. неравномерность контраста восстановленного изображения по всему полю.

Преимуществом является то, что интерферограмма наблюдается в белом свете и изображения локализованы вблизи голограммы. Тем не менее, специфика радужной голографии с синтезированной щелью не позволяет применять ее в интерферометрии. Рассмотрим особенности интерферометрии фазовых сред.

В схеме исследования фазовых неоднородностей без рассеивателя исследуемый объект просвечивается когерентной световой волной. Достоинствами такой схемы являются: несложность установки, полное использование света, простота интерпретации интерференционной картины, отсутствие пятнистой картины. Кроме того, в схемах без рассеивателя возможно применение

многомодовых лазеров в качестве источника света из-за простоты совмещения модовой структуры предметного и опорного пучков.

В работе [1] отмечается, что при освещении когерентным пучком света голограммы фазовых объектов, записанной методом двух экспозиций, интерференционная картина будет наблюдаться в любых сечениях дифрагированных пучков первого порядка. Однако в указанной работе этому явлению не дается физического объяснения. Кроме того, в работе [2] утверждается, что восстановленная картина интерференционных полос при освещении таких голограмм белым светом, представляет собой, по сути, картину муаровых полос. Объясняют это явление как результат совмещения двух дифракционных решеток с несколько отличающиеся периодами, что не раскрывает физическую сущность этого явления. Нами показано, что при освещении голограммы амплитудных транспарантов когерентным светом восстанавливаются проекционные изображения объекта в дифрагированных пучках низких порядков. При освещении таких голограмм параллельным пучком белого света видны радужные, а диффузно-рассеянным белым светом - монотонные изображения объекта. Наложение этих изображений формирует указанную интерференционную картину.

Рассмотрим ряд особенностей голографической интерферометрии прозрачных объектов, связанных с особенностями голограммы пропускающих объектов, записанных по бесщелевому методу.

В интерферометрии прозрачных объектов обычно изучают плавно изменяющиеся фазовые переходы. Поэтому условие приближения «тени»

$$z \leq \frac{0.2l_{\min}^2}{\lambda} \quad (l_{\min} - \text{минимальная неоднородность поля в плоскости объекта, } z -$$

максимальное расстояние от объекта до голограммы, λ - длина просвечивающей волны) всегда выполняется в пределах лабораторного помещения, и нет необходимости введения изображающей линзы в схему записи интерферограммы. С другой стороны, отсюда так же следует, что возникающие проекционные изображения при освещении голограммы будут четкими на достаточно больших расстояниях. Поскольку бесщелевая радужная голография использует обычную внеосевую схему записи голограммы, ее можно использовать в голографической интерферометрии, основанной как на методе двух экспозиций, так и методе реального времени. Остановимся более подробно на первом из них.

Рассмотрим процесс записи методом двух экспозиций голографической интерферограммы прозрачных объектов с показателем преломления [3,4]:

$$n_j = n_{0j} + n_j^1(x_0, y_0), \quad (1)$$

где $i=1,2$ – последовательность экспозиций, n_{0j} и n_j^1 - характеризуют, соответственно, постоянную и изменяющуюся части показателя преломления среды. Для простоты сначала рассмотрим запись голограммы с помощью плоской предметной волны \vec{a} , падающей под углом θ к оси, и плоской опорной волны \vec{A} . Тогда, согласно методу Габора, предметную волну, прошедшую через объект, можно представить как

$$\vec{a}_j(x, y) = a_{0j} \exp(i\varphi_{0j}) + a_j^1 \exp(i\varphi_j), \quad (2)$$

где a_{0j} , φ_{0j} - амплитуда и фаза когерентного фона (прошедшая волна с нулевой пространственной частотой), величины постоянные по всему сечению пучка; a_j^1 , φ_j - амплитуда и фаза волны с ненулевой пространственной частотой. Для фазового объекта, при изменении его состояния за время между двумя

экспозициями, амплитуды составляющих предметной волны не будет изменяться ($a_{02} = a_{01} = a_0$), $a_1^2 = a_1$, а изменяются лишь их фазы ($\varphi_2 = \varphi_1 + \Delta\varphi$, $\varphi_{02} = \varphi_{01} + \Delta\varphi_0$). Для простоты предположим, что изменение состояния фазового объекта не приводит к изменению его продольного размера, т.е. $\Delta\varphi_0 = 0$.

При выполнении этих условий суммарная интенсивность света в результате двух экспозиций на фотопластинке будет

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) = 2(A^2 + a_0^2 + a_1^2) + 4a_0a_1 \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left[\varphi_{01} - \left(\varphi_1 + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right] + 4Aa_1 \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left[\gamma + \left(\varphi_1 + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right] + 4Aa_0 \cos(\gamma + \varphi_{01})$$

(3)

где $\gamma = 2\pi\alpha x$ - пространственная частота ($\alpha = \sin \theta / \lambda$), λ - длина записывающей волны, A^2 - фоновая засветка, и a_0^2 - когерентный фон, a_1^2 - размазанное негативное изображение объекта. В этом выражении присутствуют три интерференционных члена.

Первый член $4a_0a_1 \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left[\varphi_{01} - \left(\varphi_1 + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right]$ характеризует изменение состояния объекта между двумя экспозициями, и он представляет собой голограмму Габора.

Второй член $4Aa_1 \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left[\gamma + \left(\varphi_1 + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right]$ представляет собой интерферограмму с пространственной частотой α , которая соответствует голограмме Френеля.

Третий член $Aa_0 \cos(\gamma + \varphi_{01})$ представляет собой голографическую линзу. Для записи голограммы Габора, а также получения голографической линзы достаточной эффективности, требуется, чтобы $a_{01} \geq a_1$, что всегда выполняется для фазовых объектов.

При освещении такой голограммы исходным опорным пучком волна за голограммой будет распределяться по трем направлениям: перпендикулярно плоскости голограммы и под углами $\pm\theta$. При освещении этой голограммы интерферограммы, соответствующие мнимому I_f , действительному I_r и «сфокусированному» I_f изображениям, наблюдаются под углами $\pm\theta$ (рис.1).

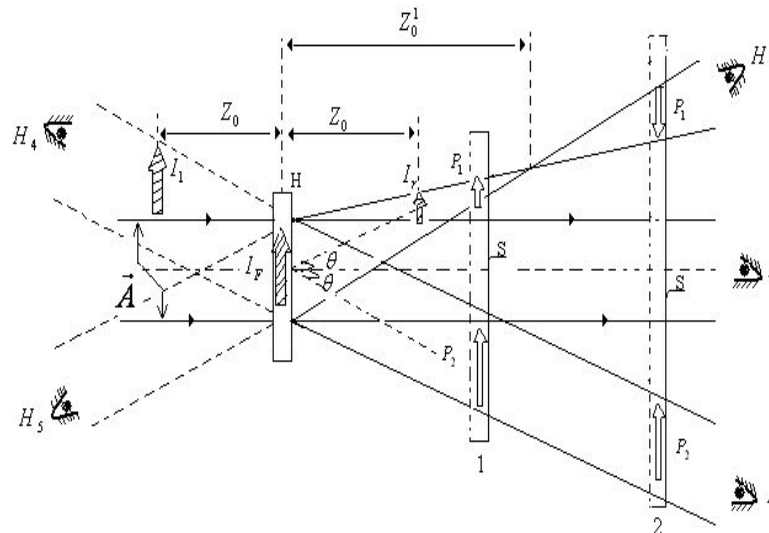


Рис.1. Схема освещения голограммы плоской волной \vec{A} .
 H -голограмма; I_r, I_I и I_F -соответственно действительное, мнимое
и сфокусированное изображения объекта; P_1 и P_2 - проекционные
изображения объекта; S -экран; 1,2- пространственные положения экрана S .

Кроме них, в прямом направлении наблюдается интерферограмма, соответствующая изображению Габора. Здесь также голографическая линза обуславливает перенос интерферограммы, которая является результатом наложения проекционных изображений P_1 и P_2 объекта. Подобные интерферограммы, соответствующие изображениям, которые восстанавливаются в направлениях θ и $-\theta$, можно наблюдать на экране S , помещенном на произвольном расстоянии от голограммы на пути распространения волн в направлениях θ и $-\theta$.

Запись голографических интерферограмм прозрачных объектов методом двух экспозиций проводилась по обычной внеосевой схеме. В качестве фазового объектов использовали куски оргстекла толщиной 5 мм прямоугольной формы, размером 6×6 см. Изменение состояния объекта производилось путем сжатия объекта с помощью гидравлического пресса школьного типа. Расстояние от объекта до голограммы составляло 0,6 м. После соответствующей фотохимической обработки голограмма отбеливалась. При освещении голограммы источником белого света на самой голограмме восстанавливается яркая «сфокусированная» интерферограмма объекта в радужном цвете (рис. 2).

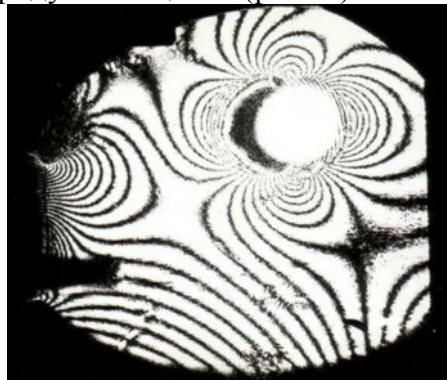


Рис. 2. Интерферограмма реального времени

Эта интерферограмма видна как в отраженном, так и в проходящем свете. Возникновение проекционных изображений P_1 и P_2 при восстановлении голограммы пропускающих объектов может существенно упростить технику регистрации и обработки интерферограмм в голографической интерферометрии прозрачных объектов реального времени [5]. Если одновременно освещать записанную и обработанную на месте голограмму начальное состояние объекта исходной опорной волной \vec{A} и предметной волной \vec{a} от измененного объекта O , то за голограммой возникнут четыре волны, распространяющиеся по направлениям 1, 2, 3, 4 (рис.3). В направлениях 1 и 4 предметной \vec{a}_2 и опорной \vec{A} волнами восстанавливаются, соответственно, исходное состояние объекта в плоскостях действительного и мнимого изображений Френеля и

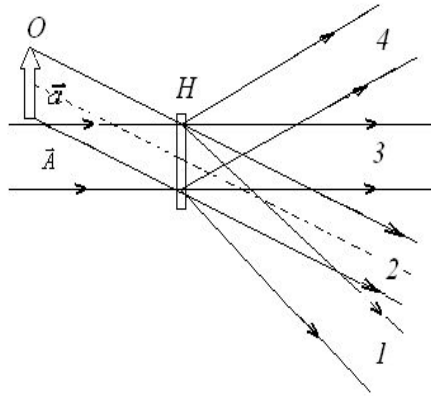


Рис. 3. Схема восстановления интерферограммы прозрачного объекта в реальном времени

проекционные изображения. При необходимости можно использовать также и эту информацию. В направлениях 2 и 3, кроме интерференционных картин, образуемых в плоскостях действительного и мнимого изображений Френеля и Габора, переносятся непрерывно проекции интерференционных картин на всем пути лучей 2 и 3. Эти интерферограммы можно наблюдать на диффузном экране или регистрировать на фотопластинках, помещенных на пути волн 2 и 3.

В голографической интерферометрии реального времени наиболее целесообразным является использование интерферограмм, соответствующих проекционным изображениям, формируемым волнами 2 и 3, так как отпадает необходимость локализации полос на поверхности объекта и использования специальной оптики для наблюдения и регистрации интерферограмм. Эти особенности позволяют упростить и уменьшить габариты системы записи, съема и обработки интерферограмм прозрачных объектов в реальном времени.

Список литературы

1. Maripov A., Ismanov Y. The Talbot effect (a self – imaging phenomenon) in holography. // J. Optics (Paris), 1994, v. 25, N. 1.- p. 3 – 8.
2. Исманов Ю. Х. Алгоритм восстановления предметного поля из СВЧ-голограммы [Текст] / Ю.Х. Исманов, А.Марипов // Первая Всесоюзная конференция по радиооптике: Тезисы докладов. – Фрунзе: 1981.- с. 40-41.
3. Марипов. А Особенности голограммы пропускающих объектов [Текст] / А.Марипов // Известия академия наук Киргизской ССР. - 1986. - №6. - с.48-53.
4. Maripov A. Rainbow Holography new aspects.// Proc. Soviet-Chinese joint seminar « Holography and optical information processing» (SCJSHOIP-91), Bishkek, 1991.- P. 37-190.
5. Марипов А.Объединенная голограмма Габора, Лейта, Денисюка и Бентона [Текст] / А. Марипов , Н.М. Кулмурзаев // Известия КТУ. - 2004. - № 6. - с. 55- 59.