

УДК 535.8 : 535.514 : 535.317.61

В. Ю. Осипов

(Санкт-Петербург)

ДИФРАКЦИЯ НА СЛОЖНЫХ СИНТЕЗИРОВАННЫХ
РЕШЕТКАХ-ИНТЕРФЕРОГРАММАХ

Экспериментальная реализация дифракции лазерного пучка на микротранспарантах синтезированных интерферограмм (диаметром 1,5 мм) показывает, что в области дифракции Фраунгофера волновое поле имеет псевдокаустический характер с характерными факельной и ячеистой структурами. Это является экспериментальным доказательством того факта, что для фокусирующих систем с меридиональной аберрацией комы третьего порядка каустические дифракционные поля, реализуемые в фокальной плоскости, и сложные интерференционные поля, формируемые в интерферометре Тваймана — Грина и характеризующие отклонение волнового фронта сходящейся волны от опорной сферы, качественно связаны фурие-преобразованием.

В работе [1] с помощью бифокальной линзы [2] из одноосного кристалла, представляющей собой комбинацию двух склеенных между собой плосковыпуклой и плосковогнутой компонент со взаимно ортогональной ориентацией оптических осей и подробно исследовавшейся в [3, 4], были экспериментально синтезированы по методике [5] сложные интерференционные поля (рис. 1) с распределением интенсивности в плоскости x, y экрана вида

$$I(x, y) = I_0(1 + \cos(ax(x^2 + y^2 - R^2)))/2 \quad (1)$$

(I_0 — интенсивность в максимумах интерференционной картины, $a > 0$, λ^2 — параметры интерференционной картины), которая формируется при прохождении

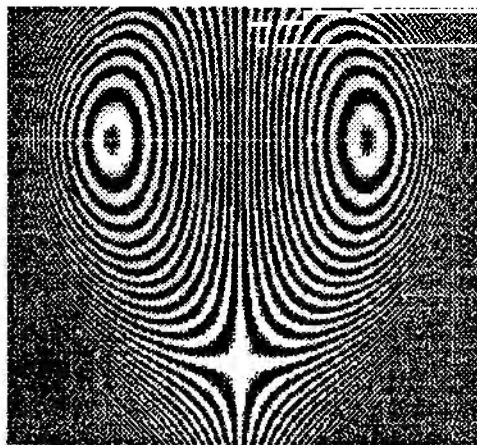


Рис. 1

внеосевого коноскопического лазерного пучка через бифокальную линзу из исландского шпата [1]. Регистрация интерференционной картины осуществлялась с помощью передающей телевизионной трубки типа диссектор с последующей обработкой изображения на ЭВМ и распечаткой (параметры: $a = 0,2 \text{ мм}^{-3}$; $R = 10 \text{ мм}$; апертура, мм: $-11,3 < x < +11,3$; $-14,0 < y < +5,95$). В целях экономии места небольшой верхний фрагмент интерферограммы на фотографии не представлен*. Локальные круговые пространственные частоты по x и y — ω_x, ω_y , харак-

* При реализации микродиапозитивов интерферограмм для дифракционного эксперимента использовалась в целях наилучшей передачи синусоидального распределения интенсивности первичная (не обрабатываемая на ЭВМ) интерферограмма, регистрируемая на фотопленку.

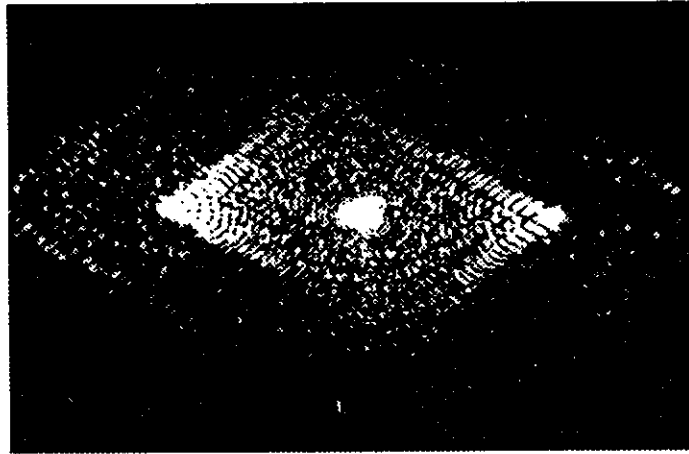


Рис. 2

теризующие густоту и ориентацию интерференционных линий в такой двумерной структуре, имеют вид

$$\omega_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = a(3x^2 + y^2 - R^2), \quad \omega_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 2axy. \quad (2)$$

Экспериментальное изучение дифракции лазерного пучка на микродиапозитивах записанных двумерных структур с функцией амплитудного пропускания $T(x, y) = T_0(1 + \cos(ax(x^2 + y^2 - R^2)))/2$ показало, что в области дифракции Фраунгофера волновое поле имеет псевдокаустический вид [6] с характерной факельной и ячеистой структурами (рис. 2). (Видны изображения, соответствующие +1-м и -1-м порядкам дифракции. В центре расположено пятно от нулевого порядка дифракции.) Эксперимент проводился при длине волны излучения $\lambda = 632,8$ нм, диаметр микротранспаранта составлял 1,5 мм, а регистрация распределения интенсивности волнового поля в плоскости экрана осуществлялась на фотопленке при помощи дополнительных объективов. При этом реализовывалась ситуация дифракции «коротких» волн и малых дифракционных углов, когда всюду в области эффективно действующей апертуры транспаранта длина волны излучения значительно меньше обратной локальной пространственной частоты $2\pi(\omega_x^2 + \omega_y^2)^{-1/2}$.

Расчеты поля дифракции на ЭВМ, проведенные методом двумерного фурье-анализа функции $T(x, y)$ с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье, полностью подтверждают специфический характер экспериментально наблюдаемых в дальней зоне оптических полей (факельная структура острия и огибающих, 60°-ный угол раствора между огибающими, ячистая структура тела псевдокаустики), вплоть до воспроизведения с высокой точностью характера и месторасположения всех факельных и ячистых структур (рис. 3). Сплошной стрелкой показано положение области с наибольшей интенсивностью волнового поля. (Видна специфическая структура строения различных ячистых областей вблизи факельной вершины.)

Известно, что интерференционные поля вида (1) могут быть сформированы в определенной ситуации и с помощью интерферометра Тваймана — Грина, если в одном из плеч интерферометра стоит фокусирующий фазовый объект с aberrациями комы третьего порядка [7, 8]. (Напомним, что в интерферометре Тваймана — Грина в такой ситуации параксиальный фокус исследуемого объектива совмещается с центром кривизны выпуклого сферического зеркала. В результате этого возникающая на выходе второго плеча интерферометра интерференционная картина характеризует отклонение волнового фронта, формируемого исследуемой системой, от идеальной сферической формы. Картины вида $\cos[ax(x^2 + y^2 - R^2)]$ формируются, однако, при небольшом боковом смещении параксиального фокуса исследуемого объектива от центра

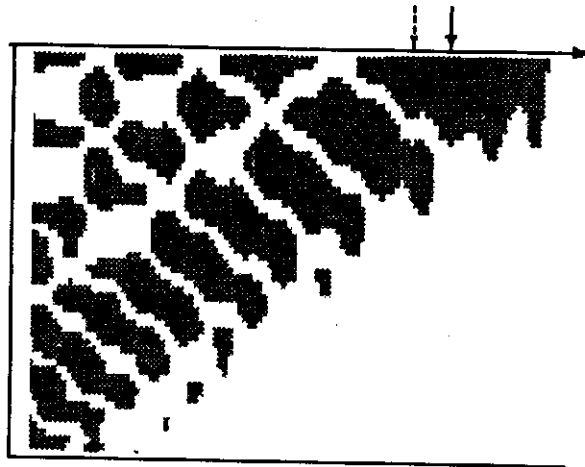


Рис. 3

кривизны эталонного сферического зеркала [8]. При нулевом смещении параметр $R^2 = 0$.)

С другой стороны, также известно, что линейный характер огибающих вблизи каустической вершины имеет место в параксиальной фокальной плоскости оптических систем с aberrациями комы третьего порядка в случае наклонного падения коллимированного пучка на фокусирующую систему, а в общем случае при падении внеосевого расходящегося гомоцентрического пучка имеет место и в плоскости параксиального изображения точки центра расходящегося пучка.

В свое время изофоты таких дифракционных полей в окрестности фокуса подробно рассматривались Маршалем, Кингслейком [7, 9, 10] и другими авторами [11—13]. Угол раствора между каустическими огибающими в случае таких полей равен 60° , т. е. совпадает с углом раствора полученных нами в [6] псевдокаустических структур. Наличие 60° -ного угла между каустическими огибающими дифракционного поля в случае систем с aberrациями комы треть-

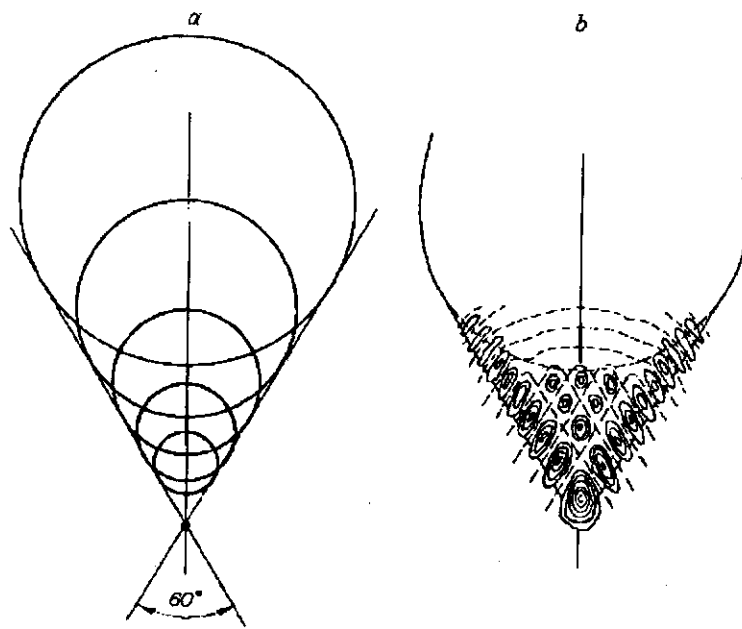


Рис. 4

его порядка достаточно хорошо объяснено в [8] путем рассмотрения в плоскости изображения огибающих кружков рассеяния (рис. 4, а). Из приведенных в [7, 9] изофот дифракционных полей в окрестности фокуса, однако, следует, что лишь поле, исследованное Кингсликом в [10] при вполне определенных параметрах комы третьего порядка, соответствует по своей внутренней геометрически правильной ячеистой структуре (рис. 4, б) реализованным псевдокаустическим полям. Следует отметить, что рассчитанное в [10] методом численного интегрирования дифракционное поле было экспериментально впервые получено в [11] в результате его наблюдения в параксиальной фокальной плоскости от системы с соответствующей aberrацией комы третьего порядка.

Таким образом, в общеизвестном случае анализируемый тип дифракционного поля формируется в рамках стандартного эксперимента с фокусировкой, т. е. реализуется лишь в окрестности фокуса системы в результате эволюции промодулированного соответствующими aberrациями сферического сходящегося волнового фронта. В нашем случае анализируемое

Отметим, что различие между дифракционным полем, полученным в [11], и синтезированным нами состоит не только в способе получения, но и в том, что в нашем случае экспериментально получаемое поле реально содержит две псевдокаустики от +1-х и -1-х порядков дифракции. Так, в отличие от реализованных нами идеализированных псевдокаустических структур дифракционные поля, приведенные в [7, 9], имеют вдали от каустической вершины нелинейный характер огибающих, а также сильно искаженную структуру периферийной области каустики, что ясно из рассмотрения предельного кружка рассеяния на рис. 4, а.

Таким образом, дифракционный эксперимент, впервые проведенный в [6], есть не что иное, как прямое экспериментальное доказательство того факта, что для фокусирующих систем с aberrациями комы третьего порядка интерференционные поля, формирующиеся в интерферометре Тваймана — Грина [8], и распределение амплитуды дифракционного поля в окрестности фокуса связаны между собой фурье-преобразованием. В принципе теоретически является достаточно тривиальным тот факт, что для сходящейся в +z-направлении сферической волны, искаженной при $z = 0$ фазовой добавкой $\varphi(x, y) = ax(x^2 + y^2 - R^2)$ и с комплексной амплитудой при $z = 0$

$$A(x, y) \approx A_0 \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z_0}(x^2 + y^2) + i\varphi(x, y)\right)$$

(здесь λ — длина волны, z_0 — положение точки фокуса, т. е. центра кривизны, идеальной сферической волны на оси z и в области действующей апертуры $x, y \ll z_0$), результирующее распределение комплексной амплитуды волнового поля в плоскости фокуса при $z = z_0$ определяется (с точностью до фазового множителя сферической волны) фурье-образом функции $\exp(i\varphi(x, y))$, а распределение интенсивности волнового поля при $z = z_0$ — непосредственно квадратом модуля фурье-образа функции $\exp(i\varphi(x, y))$. (Параксиальный фокус результирующего волнового фронта, т. е. вершина каустики, при этом смещен в y -направлении относительно центра кривизны $(0, 0, z_0)$ идеальной сферической волны на величину $\Delta y = \lambda a R^2 z_0 / 2\pi$.) Тот факт, что, например, для функции $1/2(1 + \cos(ax(x^2 + y^2 - R^2)))$ квадрат модуля фурье-образа имеет в математическом аспекте каустический характер с 60° -ным углом между линейными огибающими, факельную структуру острия и огибающих, ячеистую структуру внутренних областей, преимущественную концентрацию поля в окрестности факельной вершины и вдоль огибающих, является, в свою

очередь, нетривиальным и может быть теоретически исследован в рамках отдельного рассмотрения.

Результатом данной работы, однако, является акцентирование внимания на том, что доказательство связи посредством фурье-преобразования анализируемого класса дифракционных полей в окрестности фокуса с распределением по входной апертуре фазового множителя, обусловленного соответствующим типом искажения волнового фронта сходящейся сферической волны, осуществлено впервые в явном виде и экспериментально, т. е. в результате реализации дифракции на микродиапозитивах интерферограмм, характеризующих сложное отклонение анализируемого волнового фронта от опорной сферы, центр которой не совпадает с параксиальным фокусом этого волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осипов В. Ю., Осипов Ю. В. Оптический синтез и двумерный фурье-анализ сложных КЧМ-интерференционных полей // ЖТФ.—1992.—62, вып. 6.
2. Осипов Ю. В. Поляризационные линзы бинарной конструкции // ОМП.—1973.—№ 5.
3. Барсуков К. А., Осипов Ю. В., Умбетов А. У. Оптические свойства бифокальных линз из одноосных кристаллов // Оптика и спектроскопия.—1984.—56, вып. 3.
4. Осипов Ю. В., Осипов В. Ю. Сферическая aberrация бифокальной линзы // ОМП.—1988.—№ 7.
5. Осипов Ю. В., Осипов В. Ю. Интерференционное поле бифокальной линзы из одноосных кристаллов // ОМП.—1991.—№ 1.
6. Осипов В. Ю., Осипов Ю. В. // Оптическое изображение и регистрирующие среды: Тез. докл. II Всесоюз. конф.—Л.: ГОИ им. С. И. Вавилова, 1990.—Т. 2.—С. 199.
7. Ворн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1970.
8. Marechal A. Optique géométrique générale // Encyclopedia of Physics /Ed. by S. Flügge. Vol. XXIV. Fundamentals of Optics.—Berlin e. a.: Springer-Verlag, 1956.—P. 44.
9. Fransone M. Interference, diffraction et polarisation // Ibid.—P. 171.
10. Kingslake R. // Proc. Phys. Soc. Lond.—1948.—61.—P. 147.
11. Nienhuis K. // Thesis.—University of Groningen, 1948.
12. Nijboer B. R. A. // Thesis.—University of Groningen, 1942.
13. Nienhuis K., Nijboer B. R. A. // Physica.—1949.—14.—P. 590.

Поступила в редакцию 19 августа 1992 г.