

УДК 535.317.1

ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Г. Н. Вишняков и Г. Г. Левин

Распространяя принципы рентгеновской томографии на оптический диапазон, впервые предложен и экспериментально опробован для исследования пространственной внутренней структуры фазовых объектов томографический интерферометр.

Томография, как метод исследования пространственной внутренней структуры объектов по результатам их зондирования проникающим излучением, в последнее время получила широкое распространение в различных областях науки, техники и медицины [1-3]. Слово «томография» происходит от греческого слова «томос», означающего сечение, и «графия» — изображение. С помощью метода томографии можно получать изображения двумерных сечений трехмерного объекта на основе данных о распределении интегральных выходных характеристик зондирующего излучения, называемых проекциями объекта. В существующих томографических устройствах обработка проекций с целью восстановления по ним изображений поперечных сечений объектов осуществляется как в цифровых [1], так и в аналоговых, в частности, оптических вычислительных устройствах [4, 5]. В зависимости от природы зондирующего излучения различают рентгеновскую, ультразвуковую, ионную и т. д. томографию.

Большой интерес представляет исследование пространственного распределения показателя преломления фазового объекта по результатам его оптического зондирования, которое может быть названо оптической томографией. Известные методы определения показателя преломления в сечении фазового объекта обычно используют многоракурсные схемы просвечивания объекта оптическим излучением и запись интерферограмм объекта для каждого ракурса. По набору полученных интерферограмм путем измерения отклонения интерференционных полос получают информацию о функции изменения оптической длины пути зондирующих лучей, которая связана с искомым распределением показателя преломления преобразованием Радона [6]. Для получения искомого пространственного распределения необходимо ввести измеренные данные в ЭВМ, решить указанное уравнение Радона и отобразить ответ в виде, удобном для оператора. В современных дорогостоящих машинных сканнерах для медицинской диагностики на выполнение перечисленных операций (ввод в ЭВМ данных о проекциях, расчет на ЭВМ и отображение ответа) затрачивается несколько десятков секунд (~40 с [1]). Можно сказать, что при существующих устройствах ввода в ЭВМ изображений, восстановленных с голограмм (или интерферограмм), время получения пространственного распределения показателя преломления в каком-либо сечении фазового объекта будет значительно больше указанного. Однако существует достаточно большой круг задач, например неразрушающий контроль качества изготовления стекловолокна, оперативный анализ плазменных, аэро- и гидродинамических процессов и т. д., для которых необходимо получать информацию о пространственном распределении показателя преломления в реальном времени и удобном, наглядном виде.

В настоящей работе впервые предложена схема оптического процессора, позволяющего восстанавливать пространственное распределение показателя преломления в поперечном сечении фазового объекта в реальном времени. Этот процессор можно назвать томографическим интерферометром, так как в нем информация о распределении показателя преломления в сечении объекта за-

ключена в виде карты интерференционных полос, которая является одновременно картой линий равных значений показателя преломления. Работа процессора основана на аналоговой оптической реализации алгоритма обратных проекций решения уравнения Радона [7]. Рассмотрим этот алгоритм.

Пусть функция $n(x, y)$ описывает искомое пространственное распределение показателя преломления в каком-либо сечении $z = \text{const}$ объекта и пусть вне круга радиуса p_0 функция $n(x, y) = 0$. Одномерный плоский монохроматический пучок света A_0 , пройдя через данное сечение фазового объекта, будет описываться выражением $A_0 \exp(i \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_j)$, где λ — длина волны зондирующего излучения. Интегральный фазовый набег Φ_j вдоль j -ой траектории зондирующих

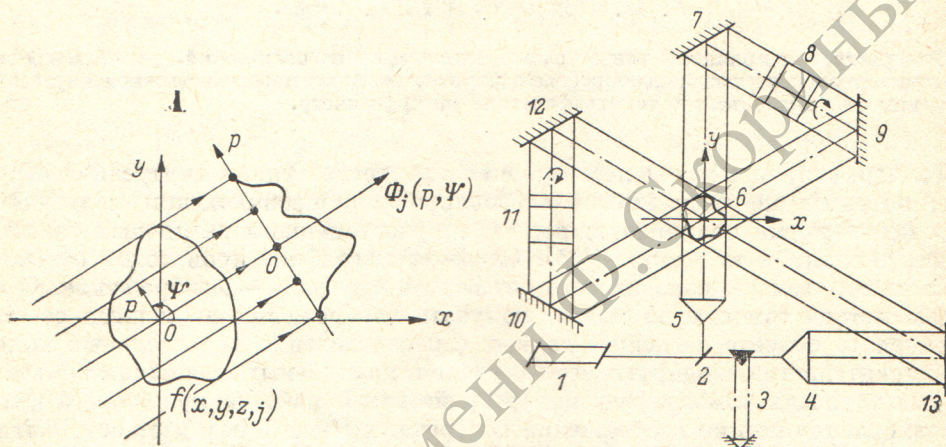


Рис. 1. Схема зондирования объекта.

Рис. 2. Оптическая схема трехракурсного томографического интерферометра.

1 — лазер ЛГ-38, 2 — светоделительная пластина, 3 — компенсатор разности хода предметного и опорного пучков, 4, 5 — расширители пучка, 6 — исследуемый объект, 7, 9, 10, 12 — зеркала, 8, 11 — призмы Дове, 13 — фоторегистратор.

лучей связан с функцией $n(x, y)$ преобразованием Радона, которое в приближении геометрической оптики можно записать в виде

$$\Phi_{\Psi}(p) = \iint_{-\infty}^{\infty} n(x, y) \delta(p - x \cos \Psi - y \sin \Psi) dx dy, \quad (1)$$

где $|p|$, Ψ — параметры нормального уравнения прямых зондирования $p = x \cos \Psi + y \sin \Psi$ (рис. 1). Таким образом, задача состоит в том, что, зная функции $\Phi_{\Psi}(p)$ для всех углов зондирования Ψ , из интервала $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ найти $n(x, y)$, т. е. решить интегральное уравнение (1).

Согласно алгоритму обратных проекций для решения уравнения (1) необходимо из одномерных (для данного угла просвечивания Ψ) проекций $\Phi_{\Psi}(p)$ образовать так называемые обратные проекции $\Phi_{\Psi}(p, q)$, которые уже являются двумерными. Для этого значения каждой одномерной проекции $\Phi_{\Psi}(p)$ равномерно распространяют («растягивают») вдоль оси q , перпендикулярной оси p , до тех пор, пока не заполнится этими значениями круг радиуса p_0 .

Таким образом, $\Phi_{\Psi}(p, q) \equiv \Phi_{\Psi}(p)$, т. е. вдоль оси q полученные обратные проекции постоянны. После этого каждую обратную проекцию $\Phi_{\Psi}(p, q)$ поворачивают в плоскости (p, q) на угол Ψ , т. е. переходят от функции $\Phi_{\Psi}(p, q)$ к $\Phi_{\Psi}(p \cos \Psi + q \sin \Psi)$ и суммируют их друг с другом. Суммарное изображение $Q(p, q)$ в случае непрерывных выборок по углу Ψ можно записать в виде

$$Q(p, q) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \Phi_{\Psi}(p \cos \Psi + q \sin \Psi) d\Psi. \quad (2)$$

Для дискретного числа обратных проекций, полученных при углах зондирования $\Psi_k = \pi k / M$ (радиан), $k = 1, 2, \dots, M$, M — количество направлений просвечивания, выражение (2) преобразуется к

$$Q(p, q) = \frac{\pi}{M} \sum_{k=1}^M \Phi_{\Psi_k} (p \cos \Psi_k + q \sin \Psi_k). \quad (2')$$

В ряде работ, например в [7], показано, что функция $Q(p, q)$ есть искомая функция $n(p, q)$, несколько искаженная («размытая») операцией свертки с функцией $(p^2 + q^2)^{-1/2}$, т. е.

$$Q(p, q) = n(p, q) * (p^2 + q^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

где * — значок двумерной свертки по координатам p, q . Операции (3) в частотной плоскости (ω_p, ω_q) соответствует умножение Фурье-образа функции $n(p, q)$ на Фурье-образ функции $(p^2 + q^2)^{-1/2}$, равный $(\omega_p^2 + \omega_q^2)^{-1/2}$ [7], т. е. высокие пространственные частоты функции $n(p, q)$, ответственные за мелкие структурные детали, ослабляются по сравнению с низкими частотами, что и приводит к размытию (сглаживанию) функции $n(p, q)$. Для точного восстановления необходимо компенсировать это ослабление, например, введя в частотную плоскость фильтра с пропусканием $(\omega_p^2 + \omega_q^2)^{1/2}$. Рассмотрим, как влияет свертка с функцией типа $(p^2 + q^2)^{-1/2}$ на восстановление искомого распределения показателя преломления $n(p, q)$. Как известно, в интерферометрии фазовых объектов обычно исследуются такие объекты, в которых зондирующие лучи распространяются по прямолинейным траекториям. Это обусловлено трудностью расшифровки интерферограмм при наличии рефракционных и дифракционных эффектов. Отсюда следуют ограничения на величину изменения показателя преломления и на характерный масштаб фазовых неоднородностей, который определяет наивысшую пространственную частоту ω_0 Фурье-спектра функции $n(p, q)$. Следующее ограничение на ω_0 накладывает тот факт, что при увеличении частотной области искомой функции также увеличивается количество проекций, необходимых для ее точного восстановления, т. е. увеличивается число ракурсов зондирования. Это приводит к большим техническим трудностям при реализации многоракурсных схем просвечивания [8].

Из вышесказанного следует, что из-за низкочастотности искомой функции $n(p, q)$ в выражении (3) операцией свертки можно пренебречь и считать, что суммарная функция $Q(p, q)$ есть искомое пространственное распределение показателя преломления $n(p, q)$.

Таким образом, согласно алгоритму обратных проекций, для восстановления функции $n(p, q)$ по ее проекциям $\Phi_{\Psi}(p)$ необходимо выполнить следующие операции:

I. получить обратные проекции $\Phi_{\Psi}(p, q)$ путем равномерного растяжения проекций $\Phi_{\Psi}(p)$ в направлении оси q , II. повернуть каждую обратную проекцию $\Phi_{\Psi}(p, q)$ на соответствующий ей угол Ψ , III. сложить повернутые обратные проекции $\Phi_{\Psi}(p \cos \Psi + q \sin \Psi)$.

Световое излучение, прошедшее через исследуемый фазовый объект, уже несет в себе информацию о проекциях $\Phi_{\Psi}(p)$ в виде пространственно изменяющегося сдвига фазы прошедшей волны. Таким образом, если прошедшие объект зондирующие волновые фронты подвергнуть таким преобразованиям, что реализуются перечисленные выше операции над проекциями, то можно получать искомое распределение в реальном времени без промежуточной регистрации и последующей цифровой обработки информации о проекциях.

Оптическая схема процессора — томографического интерферометра — реализующего эти операции, приведена на рис. 2 (для определенности изображена трехракурсная схема просвечивания). В этом интерферометре исследуются фазовые объекты, постоянные (коаксиальные) вдоль одной оси, например оси z , или с плавно меняющимся вдоль этой оси показателем преломления с характерным размером изменений $\sim p_0$. На рис. 2 ось z перпендикулярна плоскости рисунка. Для зондирования фазового объекта b используется плоский лазер-

ный пучок $A_0(p, z) = \text{const}$, волновой вектор которого перпендикулярен оси z . Так как исследуемые фазовые объекты постоянны вдоль оси z , то операция I (см. выше) выполняется автоматически, при этом осью q в выражении для обратной проекции является ось z . Операции поворота обратных проекций II выполняются призмами Дове 8, 11. Суммирование повернутых обратных проекций (операция III) выполняется путем многократного прохождения одного и того же волнового фронта через объект под различными ракурсами.

Рассмотрим схематично последовательность преобразований зондирующего волнового фронта A_0 , выполняемых оптическими элементами томографического интерферометра: первый проход через объект под углом $\Psi_1 = 0 \rightarrow A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_1(p, z) \right] \rightarrow$ поворот с помощью призмы Дове 8 волнового фронта вдоль оптической оси на угол π/M радиан $\rightarrow A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_1 \left(p \cos \frac{\pi}{M} + z \sin \frac{\pi}{M} \right) \right] \rightarrow$ второй проход через объект под углом

$$\Psi_2 = \frac{\pi}{M} \rightarrow A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_1 \left(p \cos \frac{\pi}{M} + z \sin \frac{\pi}{M} \right) \right] \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_2(p, z) \right] = \\ = A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\Phi_1 \left(p \cos \frac{\pi}{M} + z \sin \frac{\pi}{M} \right) + \Phi_2(p, z) \right] \right] \rightarrow$$

поворот призмой Дове 11 волнового фронта на угол π/M радиан \rightarrow

$$A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\Phi_1 \left(p \cos 2 \frac{\pi}{M} + z \sin 2 \frac{\pi}{M} \right) + \Phi_2 \left(p \cos \frac{\pi}{M} + z \sin \frac{\pi}{M} \right) \right] \right] \rightarrow \text{и т. д.}$$

После M проходов (на рис. 2 $M = 3$) зондирующий волновой фронт можно описать выражением (2')

$$A(p, z) = A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{k=1}^M \Phi_k \left(p \cos k \frac{\pi}{M} + z \sin k \frac{\pi}{M} \right) \right] = A_0 \exp \left[i 2Mn(p, z) \frac{p_0}{\lambda} \right],$$

которое уже содержит информацию о показателе преломления $n(p, z)$ в виде фазовой модуляции зондирующего волнового фронта. Для визуализации полученного фазового распределения можно зарегистрировать голографическую интерферограмму 13, уравнение которой в полосах бесконечной ширины запишется в виде

$$I(p, z) = 2A_0^2 \left[1 + \cos \left[2Mn(p, z) \frac{p_0}{\lambda} \right] \right], \quad (4)$$

где $I(p, z)$ — интенсивность восстановленного с интерферограммы волнового поля.

Из выражения (4) следует, что искомая информация о пространственном

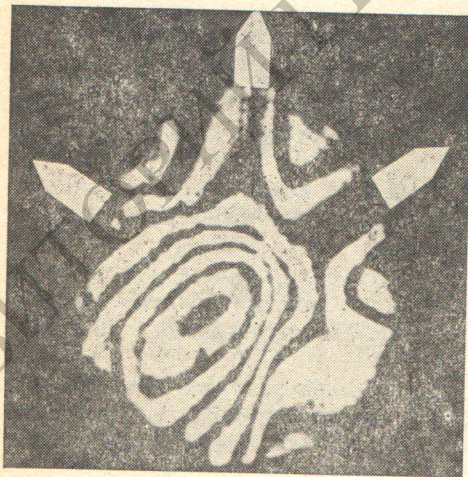


Рис. 3. Интерферограмма поперечного сечения теплового конвекционного потока.

распределению показателя преломления в поперечном сечении фазового объекта заключена в виде системы интерференционных полос, которая одновременно является картой линий равных значений показателя преломления, причем при переходе от одной линии к другой значение показателя преломления изменяется на величину $\pi\lambda/p_0M$.

Описанный выше (рис. 2) трехракурсный томографический интерферометр был использован для исследования пространственной структуры тепловых конвекционных потоков, инициированных электрическим нагревом нихромовой проволоочки диаметра 0.2 мм, расположенной вертикально (вдоль оси z).

Запись интерферограммы поперечного сечения (плоскости x, y) конвекционного потока производилась методом двойной экспозиции на фотопластинку Agfa Gevaert 10E75. На рис. 3 приведена фотография восстановленной интерферограммы. Интерферограмма получена в полосах бесконечной ширины. Из-за дифракции света на проволочке на фотографии отсутствует ее четкая теневая картина. Направления этой проволочки на рис. 3 изображены стрелками. На фотографии видна система замкнутых концентрических полос, смещенных относительно центра интерферограммы из-за горизонтального («бокового») движения нагретого воздуха. При увеличении числа направлений зондирования оставшиеся интерференционные полосы также замкнутся. Правило нахождения количества проекций (ракурсов), необходимых для точного восстановления изображения поперечного сечения, в нашем случае «фазового» изображения показателя преломления в сечении объекта приведено в [8].

В заключение авторы выражают благодарность Н. Г. Власову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] А. С. Кэк. ТИИЭР, 67, 79, 1979.
- [2] М. Г. Шафранова, М. Д. Шафранов. Усп. физ. наук, 131, 273, 1980.
- [3] Р. К. Мюллер, М. Кавех, Г. Уэйд. ТИИЭР, 67, 146, 1979.
- [4] A. F. Gmitro, J. E. Greivenkamp, W. Swindell, H. H. Barrett, M. Y. Chiu, S. K. Gordon. Opt. Engineering, 19, 260, 1980.
- [5] А. Л. Ауслендер, Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин. Опт. и спектр., 49, 946, 1980.
- [6] Ю. П. Пресняков. Опт. и спектр., 40, 124, 1976.
- [7] Х. Х. Баррет, У. Суинделл. ТИИЭР, 65, 107, 1977.
- [8] А. Л. Ауслендер, Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин. Опт. и спектр., 50, 436, 1981.

Поступило в Редакцию 12 февраля 1981 г.