

- [7] Зубков Л. А., Рождественская Н. Б., Романов В. П. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1782.
 [8] Сабиров Л. М. — Тр. ФИАН, 1974, т. 72, с. 107.
 [9] Колесников Г. И. — Тр. ФИАН, 1980, т. 118, с. 58.
 [10] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., 1982. 382 с.
 [11] Ма Ш. Современная теория критических явлений. М., 1980. 298 с.
 [12] Кузьмин С. В., Маломуж Н. П. — Акуст. журн., 1983, т. 29, с. 638.

Поступило в Редакцию 28 июня 1985 г.

УДК 535.317.1

Опт. и спектр., т. 60, в. 4, 1986

О ПОСТРОЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ ПО ФУНКЦИЯМ КОГЕРЕНТНОСТИ

Андросов А. М., Буреев В. А., Выгон В. Г., Маликов С. Н.

Известно, что турбулентность атмосферы сильно затрудняет измерение фазы пространственной функции когерентности принимаемого поля, а тем самым делает практические измерения невозможным прямое восстановление изображения по результатам измерения функции когерентности. Реально удастся построить лишь автокорреляцию изображения.

Существующие методы компенсации атмосферных искажений используют громоздкие технические решения [1]. Между тем в целом ряде случаев существует реальная возможность эффективно использовать звездный интерферометр Майкельсона для измерения пространственной функции когерентности.

Теорема Ван-Циттера—Цернике, лежащая в основе всех методов построения изображения по функциям когерентности Γ , имеет вид [2]

$$\Gamma = \langle E(\rho_1) E(\rho_2) \rangle = C e^{i[\varphi(\rho_1, t) - \varphi(\rho_2, t)]} \int_S B(\mathbf{r}) \exp \left\{ ik \frac{\mathbf{r} \Delta \rho}{R_0} \right\} d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$; ρ_1, ρ_2 — координаты точек плоскости приема; $B(\mathbf{r})$ — приведенная яркость элемента поверхности астрономического объекта с радиус-вектором \mathbf{r} ; R_0 — дальность до центра масс объекта; C — несущественный внеинтегральный член; $\varphi(\rho, t)$ — случайный набег фаз, вносимый атмосферой в точке приемной апертуры с радиус-вектором ρ в момент времени t . Здесь при описании искажений, вносимых турбулентной атмосферой, использована модель фазового экрана. Практически всегда существует некоторый диапазон длин волн (λ_1, λ_2), в котором яркость $B(\mathbf{r})$ не зависит от $\lambda = 2\pi/k$.

Пусть приемные зеркала интерферометра жестко закреплены в точках ρ_{01} и ρ_{02} ($\rho_{01} - \rho_{02} = \Delta \rho$). Тогда выделение и перебор отдельных спектральных компонент принимаемого излучения имитирует изменение эффективной базы интерферометра

$$\frac{k \Delta \rho_0}{R_0} = km \text{ в диапазоне } \Delta l = 2\pi m \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = m \Delta k. \quad (2)$$

Так как дисперсия показателя преломления атмосферы практически не сказывается при изменении длины волны принимаемой спектральной компоненты [3], а устранение механических перемещений приемных зеркал позволяет осуществлять измерение за время τ_a «замороженности» атмосферы ($\varphi(\rho_{01}, t) - \varphi(\rho_{02}, t) = \text{const}$), то в этом случае фазовые флуктуации не влияют на результаты измерения функции когерентности. Это позволяет осуществлять прямое восстановление изображения. Обратное (по длине волны спектральной компоненты) фурье-преобразование выражения (1) дает

$$M(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{k_1}^{k_2} \Gamma(k) dk = C_1 \int_S B(\mathbf{r}) \left\{ e^{ik_0(m\mathbf{r}-p)} \sin C \left(\frac{\Delta k (m\mathbf{r}-p)}{2} \right) \right\} d\mathbf{r},$$

(здесь $k_0 = (k_1 + k_2)/2$), т. е. изображение объекта с разрешением, определяемым передаточной функцией $H(mr) = l^{ik_0} mr \sin C(\Delta k mr/2)$.

Например, изменение длины волны в диапазоне от $\lambda_1 = 0.4 \cdot 10^{-6}$ м до 0.8×10^{-6} м для $\Delta \rho_0 = 10$ м обеспечивает угловое разрешение до $6 \cdot 10^{-8}$ рад.

Отсутствие информации о характере изменения функции когерентности $G(k)$ при малых значениях аргумента не создает сколько-нибудь существенных трудностей при практическом построении изображений [4].

Дополнительным преимуществом закрепления приемных зеркал интерферометра является повышение жесткости конструкции, что позволяет несколько уменьшить ошибки измерений, связанные с колебаниями плечей интерферометра.

Следует заметить, что измерения при одном базовом направлении m в плоскости приема позволяют восстановить с определенной инструментальной точностью одномерную проекцию двумерного изображения объекта $B(r)$ на это направление

$$M(p, m) = \int_S B(r) \delta(p - rm) dr,$$

где δ — дельта-функция Дирака.

Для точного восстановления $B(r)$ из (p, m) необходимо знание $M(p, m)$ для всех направлений m согласно теореме Радона [5].

На практике число направлений m , вдоль которых проведены измерения, обычно невелико, что вынуждает использовать ряд приближенных методов восстановления изображений из проекций, рассмотренных, например, в [4, 5].

В заключение следует отметить, что спектральная ширина современных фильтров позволяет провести измерения функций когерентности в указанном интервале длин волн с высокой точностью.

Литература

- [1] Бакут П. А., Свиридов К. Н., Хомич Н. Ю. — *Опт. и спектр.*, 1982, т. 52, в. 6, с. 1076.
- [2] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. *Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.*, 1978.
- [3] Кавану Р. М. — *Appl. Opt.*, 1975, v. 14, N 12, p. 2857.
- [4] Н. Гордон. — В кн.: *Восстановление изображений по функциям когерентности в астрономии. М.*, 1982.
- [5] Das Y., Voerwer W. — *IEEE Transactions*, 1978, v. AP-26, N 2, p. 381.

Поступило в Редакцию 10 июля 1985 г.

УДК 539.184.27+535.36

Опт. и спектр., т. 60, в. 4, 1986

ВРАЩЕНИЕ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ КВАЗИЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА С ОСНОВНЫМ СОСТОЯНИЕМ АТОМОВ НА $1/2 \rightarrow 1/2$ ПЕРЕХОДЕ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКОЙ САМОНАКАЧКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Косулин Н. М., Смирнов В. С., Тумайкин А. М.

Большой интерес представляет изучение влияния оптической самонакачки на эффекты распространения эллиптически поляризованного света, взаимодействующего с вырожденными атомами, находящимися в основном состоянии. Простейшим типом таких атомов являются щелочные металлы с переходом $1/2 \rightarrow 1/2$. В этом случае при слабых интенсивностях полей накачки, когда нелинейными эффектами можно пренебречь, между круговыми компонентами поля E_q ($q = \pm$) остается сильное («квазилинейное») взаимодействие через оптическую ориентацию основного состояния. При наложении на такую среду магнитного поля появляются новые дополнительные эффекты анизотропии, при-