

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АХРОМАТИЧЕСКОЙ НУЛЬ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ЗВЕЗДНОЙ КОРОНОГРАФИИ

*А. В. Тавров**

*Институт космических исследований Российской академии наук
117997, Москва, Россия*

*Московский энергетический институт
111250, Москва, Россия*

*Национальная астрономическая обсерватория, Токио, Япония
2-21-1 Osawa, Mitaka Tokyo, 181-0015, Japan*

Поступила в редакцию 30 января 2008 г.

Предложен ахроматический интерферометр для наблюдения слабого внеосевого источника света на фоне яркого осевого источника. Осевого источник и его копия приобретают ахроматический фазовый сдвиг на 180° и интерферируют в противофазе. Ахроматический фазовый сдвиг обусловлен геометрической фазой в схеме трехмерного интерферометра. Процесс интерференции пространственно разделяет темное и светлое поля осевого источника, перенаправляя их по разные стороны светоделителя. Процесс интерференции не ослабляет поле внеосевого источника и перенаправляет его с равной интенсивностью по обе стороны светоделителя. Рассмотрен принцип работы нуль-интерферометра и ограничения по ослаблению протяженного источника вследствие уменьшения когерентности. Кратко описаны лабораторные макет и эксперимент.

PACS: 42.25.Nz, 42.25.Ja, 42.25.Kb, 07.60.-j, 95.55.-n

1. ВВЕДЕНИЕ

Ахроматические приборы применяются в широком спектре оптических измерений от ультракоротких импульсных устройств до астрономических инструментов [1–3]. В астрономических наблюдениях несолнечные планеты имеют интегральную яркость на 6–10 порядков меньше, чем яркость звезды, в зависимости от диапазона длин волн, соответственно от инфракрасного (ИК) до видимого. В методе Брэйсвелла [4] интерферометр с длинной базой увеличивает разрешение, используя два телескопа; в этом интерферометре свет от фонового осевого источника (звезды) имеет фазовый сдвиг на π радиан и интерферирует в противофазе. Одновременно свет внеосевого источника (планеты) интерферирует с другой разностью фаз, так что внеосевой

источник ослабляется лишь незначительно и имеет уровень сигнала, достаточный для фоторегистрации. В последнее время предложены различные оптические устройства для ослабления фонового сигнала осевого источника, среди которых применяют фазовые [5, 6] и фокальные [7] маски, аподизацию входного зрачка [8], линии задержки [9], ахроматические фазосдвигающие устройства [10] и их комбинации [11]. В качестве базового устройства, которое устраняет фоновую засветку посредством ахроматической фазовой задержки на π радиан, рассмотрен нуль-интерферометр, непосредственно решающий задачу звездной коронографии.

Ахроматический интерференционный коронограф [12] использует схему интерферометра Майкельсона с нулевой разностью хода лучей. Одно плечо интерферометра содержит сферические и параболические зеркала для фокусирования и коллимации, другое плечо — только плоские зеркала.

*E-mail: tavrov@gmx.net, alexander.tavrov@nao.ac.jp, tavrov@iki.rssi.ru

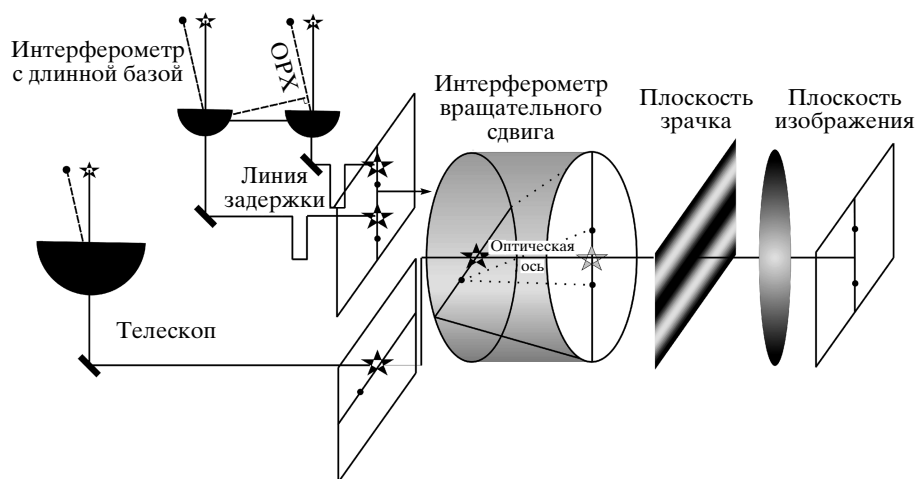


Рис. 1. Принцип ослабления фонового осевого сигнала

Разность длин плеч интерферометра необходимо стабилизировать приблизительно до тысячных долей длины волны ($\lambda/1000$) с точностью, равной нулю, что технически трудно достижимо в интерферометре с физически разделенными плечами и потому критически чувствительном к малым механическим вибрациям.

В недавних публикациях [13, 14] была предложена новая схема интерферометра общего пути, которая одновременно привносит ахроматический фазовый сдвиг на π радиан для достижения интерференции темного поля и автоматически устраняет чрезмерную чувствительность от механических воздействий благодаря схеме общего пути.

Без учета оптических потерь на зеркалах в режиме линейно поляризованного света предложенный интерферометр разделяет свет осевого источника в отношении 100%–0% и свет внеосевого источника в отношении 50%–50%, перенаправляя указанные энергии по разные стороны светоделителя, образующие светлый и темный порты интерферометра. «Светлый» порт интерферометра содержит энергии как осевого источника света (100%), так и внеосевого (50%). «Темный» порт интерферометра содержит только излучение внеосевого источника (50%), которое наблюдают в темном поле осевого источника, ослабленном на 6–10 порядков.

Для ослабления естественного неполяризованного света излучение разделяют на две ортогональные линейные поляризации и анализируют их по отдельности.

2. ПРИНЦИП И ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КОЛЬЦЕВОГО НУЛЬ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА ВРАЩАТЕЛЬНОГО СДВИГА

Применительно к задачам интерферометрии с длинной базой и коронографии, как показано на рис. 1, оптическая разность хода (ОРХ) между двумя плечами интерферометра равна нулю в случае осевого источника, обозначенного звездочкой. Ноль-интерферометр привносит разность фаз, равную π радиан, обусловленную эффектом геометрической фазы. Темное поле интерференции перенаправлено на «темный» выход ноль-интерферометра. Ноль-интерферометр реализован по схеме интерферометра вращательного сдвига [15, 16]. Интерферометр вращательного сдвига представляет собой дифференциальный интерферометр с геометрическим поворотом опорного волнового фронта.

Внеосевой источник, обозначенный точкой на рис. 1, приобретает ненулевую ОРХ и в плоскости зрачка показывает интерференционную картину с локализацией темной интерференционной полосы, centered на оптической оси интерферометра вращательного сдвига. Если собрать весь свет внеосевого источника, проинтегрировав периодическую интерференционную картину по всему зрачку оптической системы, то интерферометр существенно не ослабит сигнал внеосевого источника, который имеет достаточный для фоторегистрации уровень.

Кольцевой интерферометр Саньяка [17] обеспечивает стабильную нулевую ОРХ из-за того, что два плеча интерферометра геометрически совмещены и две волны распространяются по одному и тому же

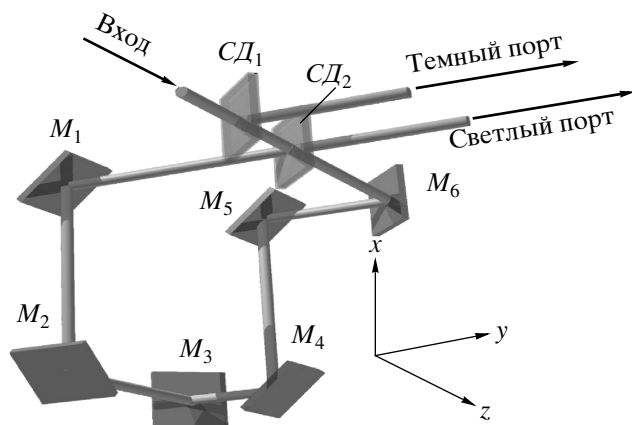


Рис. 2. Оптическая схема неплоского нуль-интерферометра

общему пути в противоположных направлениях навстречу друг другу. С целью ослабления фонового сигнала за счет сдвига геометрической фазы реализована пространственная (неплоская) схема кольцевого интерферометра Саньяка, внутри которого излучение распространяется по трем пространственным координатам (рис. 2).

Неплоская схема кольцевого интерферометра осуществляет поворот поляризации на азимут $+90^\circ$ при распространении волны в прямом направлении (по часовой стрелке) и на азимут -90° при распространении волны в обратном направлении (против часовой стрелки). Оптическая схема интерферометра содержит шесть последовательных плоских зеркал M_1-M_6 и два светоделителя CD_1 и CD_2 . Зеркала $M_{1...6}$ переотражают главный луч вдоль орт трехмерного пространства (вдоль трех граней куба). Параллельная p - и нормальная s - к плоскости отражения зеркал $M_{1...6}$ и светоделителя CD_2 компоненты волны обуславливают повороты поляризации и изображения на $\pm 90^\circ$ при прохождении световой волны вдоль первого и второго интерференционных плеч [18].

Оптическая схема нуль-интерферометра (рис. 2) автоматически компенсирует хроматичности светоделителей и зеркал, благодаря распространению двух интерферирующих волн по одинаковому пути в различных направлениях. Две интерферирующие волны имеют одинаковые спектральные интенсивности, что является необходимым и нетривиальным условием для полного зануления сигнала темным polem деструктивной интерференции.

Для наблюдения «темного» выхода предусмотрен светоделитель CD_1 . Конструктивно CD_1 — ши-

рокопосный поляризационный светоделительный кубик для видимого диапазона длин волн. Через светоделитель CD_1 входное излучение с вертикальной линейной поляризацией проходит без существенных потерь и интерферометр анализирует полную энергию линейно поляризованного входного излучения. Плечи интерферометра поворачивают азимут поляризации входящего излучения на $\pm 90^\circ$ и выходящий свет приобретает поляризацию, совпадающую с режимом отражения светоделителя CD_1 . Снова без существенных потерь результат интерференции перенаправлен на «темный» выход интерферометра.

Внеосевой источник света, направленный в интерферометр и наблюдаемый на том же «темном» выходе интерферометра, показывает другой результат: плоская волна распространяется изначально с наклоном относительно оси интерферометра на светоделителе и преобразуется интерферометром в две волны, также имеющие взаимный наклон волновых фронтов. В плоскости зрачка оптической системы картина продольных интерференционных полос соответствует в плоскости изображения двум источникам, разделенным в пространстве. Таким образом, изображения точечных внеосевых источников геометрически разделены в плоскости изображения и поэтому не интерферируют друг с другом.

Реальные дифракционные изображения точечных источников соответствуют функциям рассеяния точки (ФРТ) оптической системой телескопа и интерферометра, имеющих конечную апертуру. Когда внеосевой источник расположен достаточно близко к оптической оси, образуется малый угол между волновым вектором и осью интерферометра и две ФРТ имеют малый латеральный сдвиг внутри главного максимума (лепестка) ФРТ. Слабо разрешимый источник и его ахроматическая копия интерферируют в противофазе, частично гася друг друга из-за латерального сдвига ФРТ. Данный режим нуль-интерферометра рассмотрен детально в работе [2] для схемы обобщенного интерференционного коронографа, там же показана уникальная возможность сверхразрешения. Максимальный разностный сигнал имеет внеосевой источник, наклоненный к оптической оси (поворотной оси интерферометра вращательного сдвига) на угол, приблизительно в два раза меньший углового разрешения телескопа.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ОСЛАБЛЕНИЯ СИГНАЛА ОТ УГЛОВОГО РАЗМЕРА ИСТОЧНИКА

Интерферометр вращательного сдвига складывает волновые фронты с взаимным поворотом на

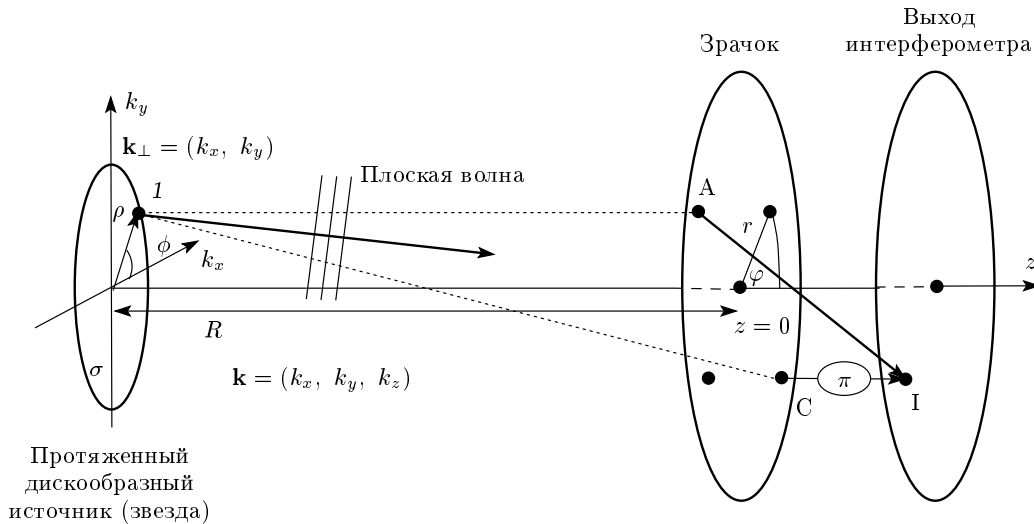


Рис. 3. Лучевая модель для расчета ослабления света деструктивной интерференцией от протяженного источника

180°. Это обуславливает зависимость степени ослабления сигнала — интерференционного контраста — от функции когерентности источника света.

В задаче коронографии звезду представляют протяженным источником света — некогерентным диском с равномерной интенсивностью и с радиусом k_θ , записанным в единицах углового спектра.

Интерферометр вращательного сдвига на 180° приводит к интерференции два оптических поля: лучи из точек зрачка А и С складываются в точке I, см. рис. 3.

Результат интерференции из каждой внеосевой точки протяженного объекта зависит от ОРХ, образующейся в пространстве от источника (объекта) до интерферометра. Оптические сигналы в точках А и С зрачка оптической системы есть результат интерференционного сложения с разными фазами всех точек объекта от протяженного источника. Поэтому поля в точках зрачка (например, А и С) имеют частичную взаимную когерентность. Интерференцию лучей из точек зрачка А и С в точке I удобно описывать с помощью комплексной степени когерентности $\mu_{AC} = \langle u_A u_C^* \rangle / \sqrt{I_A I_C}$:

$$\begin{aligned} I_{AC} &= \langle (u_A e^{i\phi_A} + u_C e^{i\phi_C})(u_A^* e^{-i\phi_A} + u_C^* e^{-i\phi_C}) \rangle = \\ &= \langle u_A u_A^* \rangle + \langle u_C u_C^* \rangle + \langle u_A u_C^* \rangle e^{i(\phi_A - \phi_C)} + \\ &\quad + \langle u_A^* u_C \rangle e^{-i(\phi_A - \phi_C)} = \\ &= I_A + I_C + 2 \operatorname{Re} \left[\langle u_A u_C^* \rangle e^{i(\phi_A - \phi_C)} \right] = \\ &= I_A + I_C + 2\sqrt{I_A I_C} \operatorname{Re} \left[\mu_{AC} e^{i(\phi_A - \phi_C)} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Без учета дифракции интенсивность света имеет

равномерное распределение в плоскости зрачка, интенсивности в точках А и С равны между собой с большой точностью, $I_A \approx I_C \approx I$, и поэтому

$$I_{AC} = 2I \left(1 + \operatorname{Re} \left[\mu_{AC} e^{i(\phi_A - \phi_C)} \right] \right). \quad (2)$$

Степень ослабления излучения осевого источника — непосредственно измеряемая экспериментальная величина, одинаковая при интегральном измерении как в плоскости зрачка, так и в плоскости изображения. Светоделитель разделяет темное и светлое поля интерференции, что делает возможным одновременное измерение интенсивностей темного I_{Null} и светлого I_{Bright} полей. Их отношение равно контрасту зануления, определяющему степень ослабления сигнала — нуль-контраст:

$$NC = \frac{I_{Null}}{I_{Bright}}. \quad (3)$$

Оптические сигналы, поделенные светоделителем (не показанном на рис. 3, но фактически установленным в точке I), будут сдвинуты по фазе относительно друг друга на π радиан. Сигнал «темного» порта светоделителя есть результат деструктивной интерференции (темного поля), поля складываются в противофазе с фазовым сдвигом π радиан. Сигнал со «светлого» порта интерферометра получают в результате конструктивной интерференции (светлого поля) без фазового сдвига. Для обозначения этих сигналов — минимального сигнала в результате деструктивной интерференции и максимального сигнала конструктивной интерференции — использованы верхние индексы «min» и «max»:

$$I_{AC}^{min} = 2I \left(1 + \operatorname{Re} \left[\mu_{AC} e^{i(\pi)} \right] \right) = 2I (1 - \operatorname{Re} \mu_{AC}), \quad (4)$$

$$I_{AC}^{max} = 2I \left(1 + \operatorname{Re} \left[\mu_{AC} e^{i(0)} \right] \right) = 2I (1 + \operatorname{Re} \mu_{AC}). \quad (5)$$

Интерференционный контраст C между максимальным и минимальным сигналами равен действительной части комплексной степени когерентности:

$$C_{AC} = \frac{I_{AC}^{max} - I_{AC}^{min}}{I_{AC}^{max} + I_{AC}^{min}} = \operatorname{Re} \mu_{AC}. \quad (6)$$

Выражения для описания интерференции других пар центрально-симметричных точек получают так же, как и для пары точек $\{A, C\}$ (5), (6). Величина модуля комплексной когерентности для центрально-симметричных точек равна μ_{AC} , поскольку центрально-симметричные точки равноудалены от центра на расстояние r и расстояние между ними равно $2r$ в плоскости зрачка, поэтому обозначим $\mu_{AC} = \mu$.

Введем величину $\bar{\mu}$ — комплексную степень когерентности, усредненную в плоскости зрачка, для последующего расчета контраста зануления в плоскости изображения, где сфокусированы (т. е. суммированы) все точки зрачка:

$$\bar{\mu} = \frac{\iint_{Pupil} A(x, y) [\mu(x, y; -x, -y)] dx dy}{\iint_{Pupil} A(x, y) dx dy}, \quad (7)$$

где A — функция пропускания зрачка. Тогда контраст зануления NC равен отношению остаточной интенсивности неполного зануления по причине несовершенной деструктивной интерференции к интенсивности конструктивной интерференции:

$$NC = \frac{1 - \operatorname{Re} \bar{\mu}}{1 + \operatorname{Re} \bar{\mu}}. \quad (8)$$

В декартовых координатах плоскости зрачка $\{x, y\}$ комплексная степень когерентности между двумя точками зрачка $A(x_1, y_1)$ и $C(x_2, y_2)$ равна

$$\mu(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{\iint_{Source} S(k_x, k_y) \exp [i(k_x \Delta x + k_y \Delta y)] dk_x dk_y}{\iint_{Source} S(k_x, k_y) dk_x dk_y}, \quad (9)$$

где k_x и k_y определяют x - и y -компоненты углового спектра точки источника, $\Delta x = x_2 - x_1$ и $\Delta y = y_2 - y_1$ — геометрические расстояния в плоскости зрачка, $S(k_x, k_y)$ — интенсивность плоской волны, излученной точкой источника и регистрируемой в центральной точке зрачка.

Комплексная степень когерентности, усредненная по интенсивности в зрачке, равна

$$\bar{\mu} = \frac{\iiint_{PupilStar} A(x, y) S(k_x, k_y) \exp [2i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y dx dy}{\iiint_{PupilStar} A(x, y) S(k_x, k_y) dk_x dk_y dx dy}. \quad (10)$$

Телескоп без аподизации зрачка с круговой апертурой имеет единичную функцию пропускания внутри апертуры зрачка:

$$A(r) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq R, \\ 0 & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (11)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Из выражений (10), (11) получим

$$\bar{\mu} = \frac{\iint_{Star} S(k_x, k_y) \left\{ \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp [i \Delta L] r dr d\varphi \right\} dk_x dk_y}{\pi R^2 \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y}, \quad (12)$$

где ΔL определяет геометрическую длину пути, выраженную в фазовых единицах через волновое число $k = 2\pi/\lambda$.

Например, два луча, исходящие из точки источника 1 и направленные к точкам зрачка А и С, см. рис. 3, имеют разность фаз $\Delta L_{AC} = k(|1A| - |1C|)$, пропорциональную разности геометрических длин $|1A|$ и $|1C|$. Разность фаз для произвольных центрально-симметричных пар точек зрачка, заданных в полярных координатах с радиусом $\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} r$ и азимутом $\phi - \varphi$, находим аналогично разности фаз ΔL_{AC} для центрально-симметричных пар точек зрачка {А, С}:

$$\Delta L_{AC} = 2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} r \cos(\phi - \varphi). \quad (13)$$

Подставляя в формулу (12) вместо ΔL найденные по формуле (13) выражения для ΔL_{AC} и интегрируя, получаем

$$\begin{aligned} \bar{\mu} &= \iint_{Star} S(k_x, k_y) \times \\ &\times \left\{ \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp \left[2i \sqrt{k_x^2 + k_y^2} r \cos(\phi - \varphi) \right] r dr d\varphi \right\} \times \\ &\times dk_x dk_y \left\{ \pi R^2 \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y \right\}^{-1} = \\ &= \iint_{Star} S(k_x, k_y) \left[\int_0^R 2\pi J_0 \left(2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} r \right) r dr \right] \times \\ &\times dk_x dk_y \left\{ \pi R^2 \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y \right\}^{-1} = \quad (14) \\ &= \iint_{Star} S(k_x, k_y) \frac{J_1 \left(2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} R \right)}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} R} dk_x dk_y \times \\ &\times \left\{ \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y \right\}^{-1} = \\ &= \int_0^{k_{\perp}^{max}} S(k_{\perp}) \frac{J_1(2k_{\perp} R)}{k_{\perp} R} k_{\perp} dk_{\perp} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \left\{ \int_0^{k_{\perp}^{max}} S(k_{\perp}) k_{\perp} dk_{\perp} \right\}^{-1} = \\ &= \frac{1}{R} \int_0^{k_{\perp}^{max}} J_1(2k_{\perp} R) dk_{\perp} \left\{ \int_0^{k_{\perp}^{max}} k_{\perp} dk_{\perp} \right\}^{-1} = \\ &= \frac{1 - J_0(2k_{\perp}^{max} R)}{(k_{\perp}^{max} R)^2} = \frac{1 - J_0(s)}{s^2/4}, \quad (15) \end{aligned}$$

где J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$,

$$s = 2k_{\perp}^{max} R = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Theta}{2} \frac{D}{2} = \frac{\pi \Theta D}{\lambda}$$

— эффективный размер источника, записанный через угловой диаметр Θ звезды и диаметр круговой апертуры телескопа D .

Обозначив как w_0 интегральную интенсивность оптического излучения, собранную апертурой телескопа из формулы (15), получаем выражение для остаточной незануленной интенсивности $P \sim 1 - \text{Re } \bar{\mu}$:

$$P = \frac{w_0}{2} \left\{ 1 - \frac{1 - J_0(s)}{s^2/4} \right\}, \quad (16)$$

которое согласуется с результатом, опубликованным в работе [2]. Если принять разрешение телескопа равным D/λ (более точно диаметр диска Эйри равен $1.22D/\lambda$), то формула (16) показывает зависимость максимально возможного ослабления сигнала от углового размера звезды в единицах λ/D , согласно работе [2], см. рис. 4.

Поэтому предложенный интерферометр вращательного сдвига принципиально не ослабляет излучение осевого протяженного источника, который является суперпозицией внеосевых некогерентных точечных источников. В зависимости от размера осевого источника, измеряемого в единицах разрешения телескопа λ/D , контраст ослабления уменьшается согласно формуле (2). Его график изображен на рис. 4.

В частности, контраст ослабления показывает следующие значения для нескольких размеров источника:

$$NC\{0.006\lambda/D\} \approx 10^{-5}, \quad (17a)$$

$$NC\{0.002\lambda/D\} \approx 10^{-6}. \quad (17b)$$

Выражения (17a) и (17b) соответствуют теоретическим пределам ослабления сигнала звезд с угловыми размерами $1.2 \cdot 10^{-3}$ и $0.4 \cdot 10^{-3}$ угловых секунд,

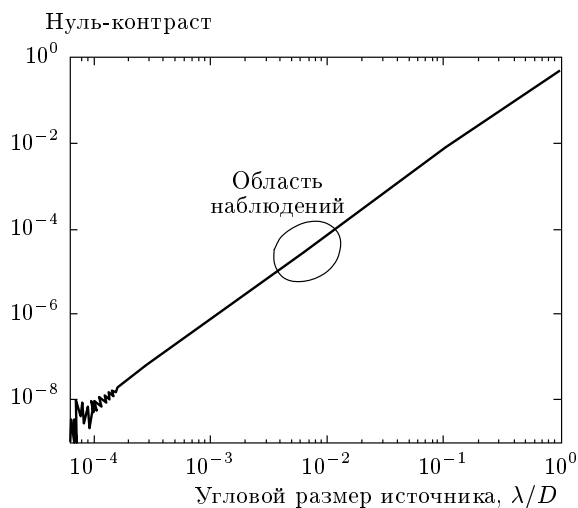


Рис. 4. Зависимость нуль-контраста от размера источника

наблюдаемых посредством телескопа с апертурой диаметром 1 м на длине волны 1 мкм.

Реальные оптические измерения в условиях протяженного источника при конечных точностях установки поляризации, при использовании реальных поверхностей зеркал с остаточной микрошероховатостью и конечной точностью юстировки и т. п. показывают значение нуль-контраста меньше теоретического значения.

4. ЛАБОРАТОРНЫЙ МАКЕТ И ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Для демонстрации эффекта ахроматического задуления широкополосного излучения осевого источника с помощью предложенного нуль-интерферометра, а также для измерения его характеристик и изучения особенностей задуления в простом эксперименте был сконструирован экспериментальный образец интерферометра. Оптическая блок-схема эксперимента приведена на рис. 5.

Мы использовали два независимых источника света: галогеновую лампу белого цвета и суперлюминесцентный светодиод (SLD), которые были установлены относительно оси интерферометра вращательного сдвига соответственно соосно с осью вращения и с небольшим наклоном к ней. Коллимированные пучки от двух источников света складывались посредством светоделителя $СД_0$.

Измеренные спектральные распределения излучений галогеновой лампы и суперлюминесцентного диода приведены на рис. 6.

Излучение галогеновой лампы (прошедшее через колбу стекла) имеет эффективную ширину гауссового спектра приблизительно 300 нм с центральным максимумом около 570 нм. Значительно более узкополосное излучение суперлюминесцентного диода показывает эффективную ширину гауссова спектра приблизительно 20 нм со спектральным максимумом 672 нм.

Для улучшения пространственной когерентности свет от указанных источников был пропущен через пространственные фильтры. Узкополосное излучение суперлюминесцентного диода пропускали через одномодовое волокно, после которого получали практически полностью пространственно-когерентный свет. Широкополосное излучение галогеновой лампы посредством конденсорной линзы собирали на диафрагме, которую помещали в фокусе коллиматора — ахроматической линзы.

Для целей эксперимента требовались различные угловые размеры осевого источника, которые создавали, изменяя параметры коллимации. Так, для визуализации области когерентности, в которой полосы интерференции наблюдаются с неисчезающим контрастом, эффективный угловой размер осевого источника приблизительно равнялся 12 угловым минутам при диафрагме диаметром 20 мкм и фокусном расстоянии коллиматора 6 мм.

Фотография экспериментальной установки показана на рис. 7.

5. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ КОГЕРЕНТНОСТИ

Ахроматический нуль-интерферометр был размещен в пространстве зрачка оптической системы. Источники света: осевой — галогеновая лампа и внеосевой — суперлюминесцентный диод, были смещены в плоскости зрачка посредством светоделителя $СД_0$.

На рис. 8 показаны соответствующие интерференционные изображения, которые легко отождествить непосредственно с каждым источником. На рис. 8а кольцеобразная центральная полоса интерференции обусловлена осевым протяженным источником. В этом случае была электрически включена только галогеновая лампа. На рис. 8б прямые интерференционные полосы соответствуют внеосевому источнику света, имеющему наклон к оптической оси приблизительно 12 угловых минут. Идентификация полос также легко проверяется электрическим включением только суперлюминес-

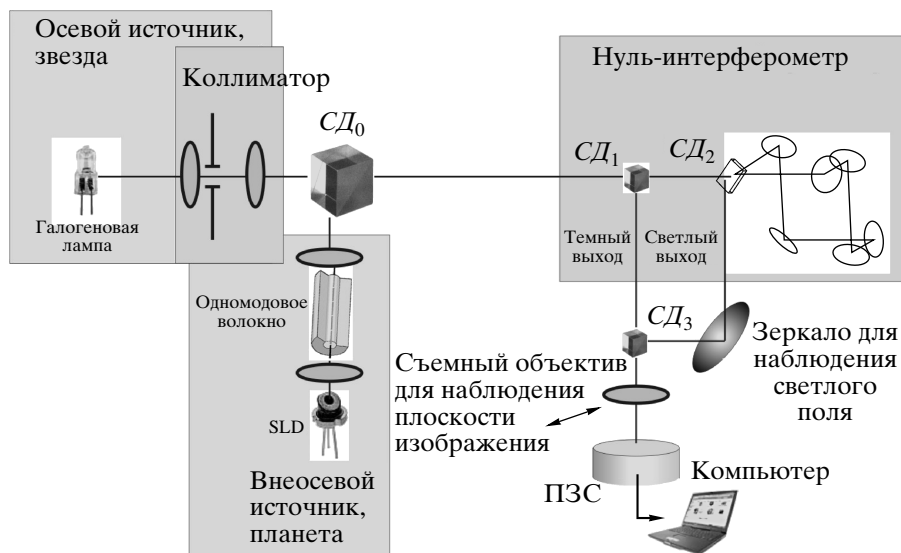


Рис. 5. Блок-схема эксперимента

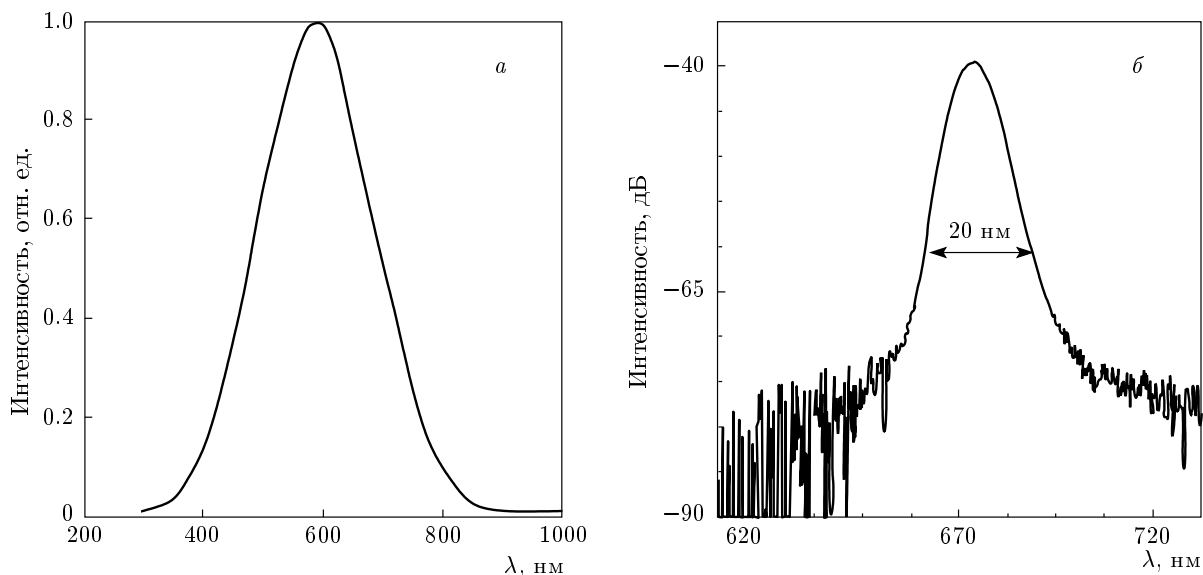


Рис. 6. Измеренные спектральные характеристики галогеновой лампы белого света (а) и суперлюминесцентного диода (б)

центного диода. На рис. 8в показана картина интерференции при одновременном включении двух источников: осевого и внеосевого. Видно, что темные интерференционные полосы локализованы в центре, соответствующем геометрическому положению оси нуль-интерферометра. Рисунок 8в иллюстрирует принцип действия ахроматического интерференционного коронографа, ослабляющего свет осевого источника для детектирования на его ослаблен-

ном фоне света внеосевого источника. Действительно, локализация полос интерференции существенно различна для осевого и внеосевого источников. Детектируют излучение внеосевого источника, содержащееся в чередующихся интерференционных полосах на фоне практически темного поля, полученного в результате деструктивной интерференции излучения от осевого источника. На рис. 8в остаточный, не полностью ослабленный свет осевого источника

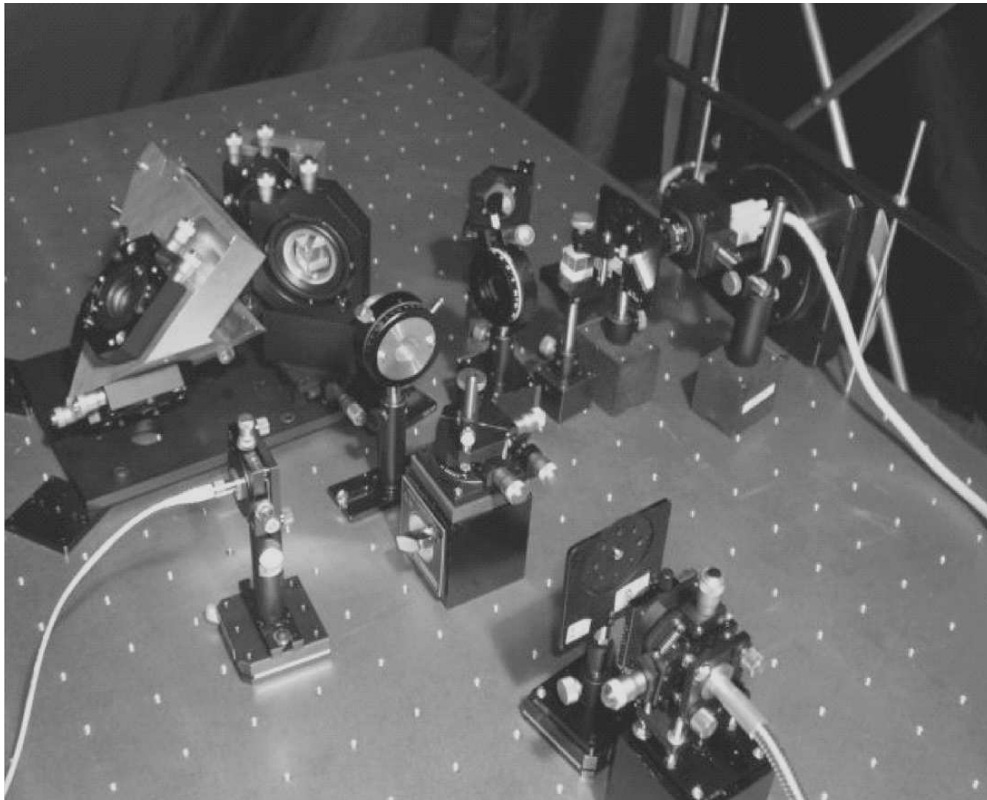


Рис. 7. Фотография экспериментальной установки

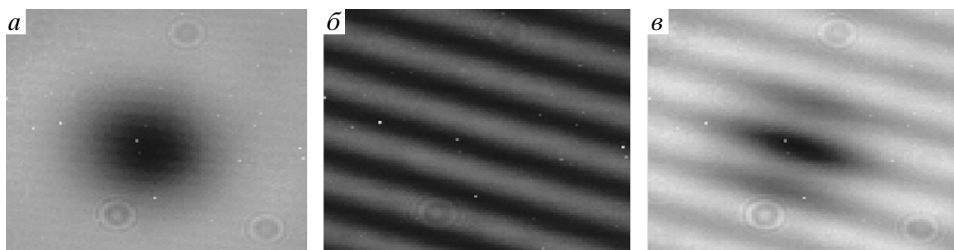


Рис. 8. Интерференционные картины, наблюдаемые в плоскости зрачка: *а* — интерференция протяженного осевого источника, *б* — интерференция точечного внеосевого источника, *в* — совмещение двух интерференционных картин *а* и *б*

обусловлен недостаточной, малой пространственной когерентностью осевого источника — слабой коллимацией. В случае наблюдения звезды в качестве осевого источника радиус центральной круговой темной полосы интерференции существенно увеличится из-за возросшей пространственной когерентности практически точечного источника звезды и фон за счет деструктивной интерференции станет практически темным. В планируемых астрономических наблюдениях размер звезды солнечного типа имеет уг-

ловой размер несколько угловых миллисекунд, в то время как эффективный размер источника коллимированной галогеновой лампы в макетном эксперименте был равным приблизительно 12 угловым минутам.

Следует отметить, что, если указанный протяженный источник (около 12 угловых минут) наблюдается как внеосевой за счет наклона его оси к оптической оси интерферометра, его изображение в зрачке системы также наблюдают в виде продольных по-

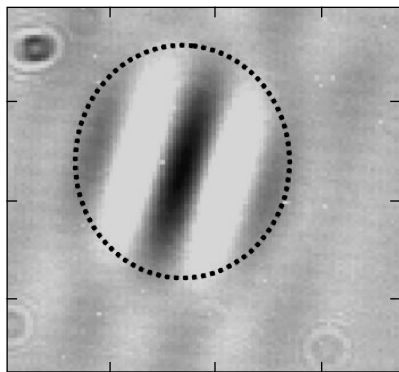


Рис. 9. Интерференция внеосевого протяженного источника

лос интерференции с локализацией темной полосы в центре, как показано на рис. 9.

Указанный центр соответствует геометрическому положению оптической оси интерферометра. Контраст интерференционной картины C снижается от максимума в центре интерференционного контраста до нуля на границе области когерентности, обозначенной пунктирной линией. Далее контраст снова незначительно возрастает до следующего минимума и т. д. Поведение контраста — функции видности интерференционных полос — совпадает с классическим [19] описанием с использованием функций Бесселя первого рода первого порядка J_1 (14):

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2J_1(r')}{r'}, \quad (18)$$

где r' — оптическая координата. Фаза волны на границе области когерентности — центрального лепестка функции Бесселя — претерпевает скачок на π радиан, и на рис. 9 на границе области когерентности светлая полоса скачком переходит в темную полосу и наоборот.

Латеральный размер области когерентности, его диаметр $D_{coherence}$ соответствует теории дифрактометрии [19] с поправкой на дифракционное распространение оптической волны:

$$D_{coherence} \approx 3.83 \frac{\lambda_0 F}{d\pi} + \frac{2L\lambda_0}{D}, \quad (19)$$

где F — фокусное расстояние коллиматора, d — диаметр диафрагмы, определяющий линейный размер источника, λ_0 — центральная длина волны, L — расстояние от плоскости коллиматора до плоскости детектора, D — диаметр коллиматора.

В формуле (19) первое слагаемое описывает латеральный размер области когерентности в плоско-

сти коллиматора, второе слагаемое соответствует дифракционной расходимости луча в пространстве от коллиматора до детектора (ПЗС-камеры).

6. АХРОМАТИЧЕСКОЕ ЗАНУЛЕНИЕ В ПЛОСКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Для увеличения пространственной когерентности эффективный размер источника был уменьшен приблизительно до углового размера 10 угловых секунд, что соответствовало приблизительно $0.02\lambda/D$. Наблюдаемый диаметр области когерентности достигал приблизительно 16 мм и превышал линейный размер чипа ПЗС-камеры, равного 1/3 дюйма ≈ 8.47 мм. Граница области когерентности не наблюдалась в поле зрения безлинзовой ПЗС-камеры в плоскости зрачка. Для перехода в плоскость изображения использовали стандартный объектив, фокусирующий плоскость зрачка на ПЗС-камеру.

Для демонстрации эффекта ахроматического зануления осевого сигнала в интерферометре «темный» и «светлый» сигналы были разделены на светоделителе CD_2 (рис. 5) и перенаправлены с помощью дополнительного светоделителя CD_3 в поле зрения ПЗС-камеры для их одновременной регистрации. При совмещении темного и светлого сигналов в поле зрения между сигналами устанавливали некоторое угловое рассогласование, так что «светлое» поле интерференции наблюдали смещенным вверх относительно смещенного вниз «темного» поля.

Согласно закону сохранения энергии, сигналы темного и светлого выходов интерферометра комплементарны, т. е. дополняют друг друга: наблюдается деструктивная интерференция на темном выходе и одновременно конструктивная интерференция на светлом выходе. При чередующихся полосах интерференции, соответствующих внеосевому источнику, или при уменьшении когерентности сигналы на двух выходах интерферометра становились приблизительно равными. Поэтому наблюдение светлого выхода было использовано в качестве опорного сигнала, с которым и проводилось сравнение ослабленного сигнала.

Изображение, представленное на рис. 10а, было получено, когда электрически был включен только внеосевой источник, его парное изображение наблюдали на двух выходах интерферометра: «светлом» сверху и «темном» внизу. Каждому элементу пары соответствует интенсивность, приблизительно равная одной четвертой суммарной мощности внеосевого источника, и эти элементы расположены сим-

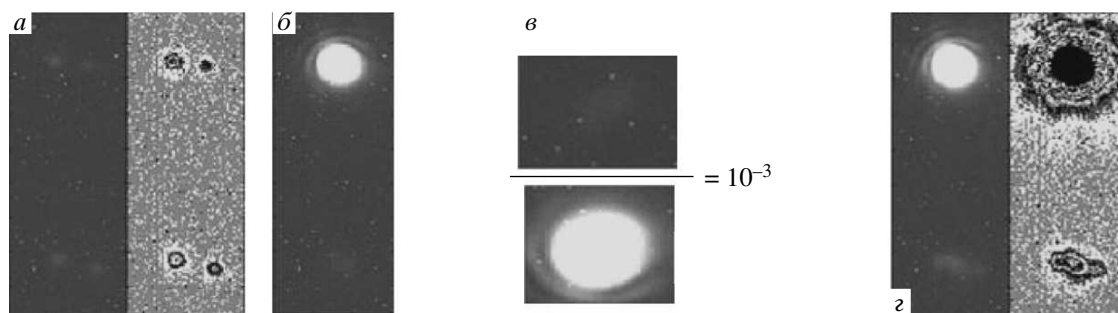


Рис. 10. Ахроматическое зануление: *a* — электрически включен только внеосевой источник; *b* — электрически включен только осевой источник; *v* — цифровое сравнение темного и светлого полей осевого источника; *z* — электрическое включение двух источников: осевого и внеосевого

метрично относительно оптической оси интерферометра. Для визуализации нуль-контраста интенсивность внеосевого источника устанавливали на три порядка ниже интенсивности осевого источника.

На рис. 10*b* приведено изображение в случае, когда электрически был включен только осевой источник белого света — коллимированная галогеновая лампа. Интенсивность осевого источника и время экспозиции ПЗС-камеры были подобраны так, чтобы не превышать динамический диапазон ПЗС-камеры до режима насыщения. В верхней половине поля зрения — в области «светлого» выхода — излучение осевого источника приблизительно соответствует начальной энергии. Внизу поля зрения виден слабый уровень остаточного сигнала — незануленного осевого источника.

Для экспериментального измерения контраста зануления NC на рис. 10*v* приведены равные по размеру области изображения «светлого» и «темного» полей. Оцифрованный сигнал фотоотсчетов в каждой точке суммировали для нахождения интегральных интенсивностей полей, их отношение равно величине порядка 10^{-3} , что находится в соответствии с оценкой предельного зануления, ограниченного эффективным угловым размером $0.02\lambda/D$ протяженного осевого источника.

На рис. 10*z* представлено изображение для случая, когда осевой и внеосевой источники света включены одновременно. В верхней области «светлое» поле осевого источника полностью перекрывает по интенсивности излучение слабого внеосевого источника. В то же время в нижней области поля зрения «темное» поле осевого источника достаточно ослаблено и лишь незначительно добавляет фон к внеосевому источнику. В эксперименте свет галогеновой лампы, образующий внеосевой источник, имел

непрерывный спектр шириной около 300 нм и был ослаблен, что свидетельствует о полном ахроматическом занулении. Время экспозиции ПЗС-камеры около 4 с, что показывает механическую стабильность нуль-интерферометра.

7. ВЫВОДЫ

Предложен новый трехмерный интерферометр общего пути для ахроматического зануления в задачах звездной коронографии: погашении осевого источника света (звезды) для наблюдения внеосевого источника (планеты). Теоретические характеристики согласуются с поставленным лабораторным экспериментом, в котором продемонстрировано ахроматическое ослабление осевого сигнала с нуль-контрастом 10^{-3} в видимом спектральном диапазоне шириной 300 нм.

Приведена теория эффекта зависимости нуль-контраста вследствие частичной пространственной когерентности, вызванной конечным размером протяженного источника. Метод нуль-интерферометрии в существующей реализации может быть применен в ИК-диапазоне, где требование нуль-контраста составляет 10^{-6} .

Основополагающие принципы ахроматической интерференционной коронографии были развиты группой И. Раббиа из Обсерватории города Ниццы и автор благодарен за всестороннюю поддержку и конструктивные замечания. Автор также благодарен Ю. Отани, Ю. Такаки, Т. Танаке, Т. Шиеде, Т. Курокаве из Токийского университета сельского хозяйства и технологий, М. Павловски и М. Такеде из Университета электросвязи (Токио), а также Д. Нишикаве, М. Тамуре и Н. Мураками из Наци-

ональной астрономической обсерватории за внимание, обсуждения и помощь. Часть работы финансировалась из гранта 18656018, JSPS и программ «Наноматериалы» и «СОЕ». Автор благодарен Б. Ринкевичюсу из Московского энергетического института за всестороннюю поддержку и помощь в работе. Часть результатов работы докладывалась на Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков», проходившей в Москве в 2007 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Serabyn, J. K. Wallace, G. J. Hardy, E. G. H. Schmidtlin, and H. T. Nguyen, *Appl. Opt.* **38**, 7128 (1999).
2. P. Baudoz, Y. Rabbia, and J. Gay, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 319 (2000).
3. N. Baba, N. Murakami, and T. Ishigaki, *Opt. Lett.* **26**, 1167 (2001).
4. R. N. Bracewell, *Nature* **274**, 780 (1978).
5. D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, and A. Labeyrie, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 1479 (2000).
6. F. Roddier and C. Roddier, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109**, 815 (1997).
7. M. Tamura, K. Hodapp, H. Takami et al., *Proc. SPIE* **6269**, 62690v (2006).
8. O. Guyon, E. Pluzhnik, R. Galicher, and F. Martiache, *Astrophys. J.* **622**, 744 (2005).
9. C. van der Avoort, A. Mieremet, S. Pereira, and J. Brat, *Proc. SPIE* **5491**, 816 (2004).
10. Y. Rabbia, J. Gay, E. Bascou, and J. L. Schneider, contract 14398/00/NL/MV rep. *Europ. Space Research and Technology Centre, Noordwijk, Holland* (2001), rabbia@obs-azur.fr.
11. J. Nishikawa, T. Kotani, N. Murakami, N. Baba, Y. Itoh, and M. Tamura, *Astron. Astrophys.* **435**, 379 (2005).
12. P. Baudoz, Y. Rabbia, J. Gay, R. Burg, L. Petro, P. Bely, B. Fleury, P.-Y. Madec, and F. Charbonnier, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 341 (2000).
13. A. Tavrov, Y. Tanaka, T. Shioda, T. Kurokawa, and M. Takeda, *Proc. SPIE* **5491**, 824 (2004).
14. A. Tavrov, Y. Kobayashi, Y. Tanaka, T. Shioda, Y. Otani, T. Kurokawa, and M. Takeda, *Opt. Lett.* **30**, 2224 (2005).
15. E. Serabyn, J. K. Wallace, G. J. Hardy, E. G. H. Schmidtlin, and H. T. Nguyen, *Appl. Opt.* **38**, 7128 (1999).
16. M. S. Scholl and G. Paez, *Infrared Phys. Technol.* **40**, 357 (1999).
17. P. Hariharan, *Interferometers*, in *Handbook of Optics 2*, ed. by M. Bass, McGraw-Hill, New York (1995).
18. A. Tavrov, Y. Miyamoto, T. Kawabata, M. Takeda, and V. Andreev, *J. Opt. Soc. Amer. A* **17**, 154 (2000).
19. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973), с. 721, гл. 10.