

УВЕЛИЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРОТЯЖЕННОГО ИСТОЧНИКА В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ ВРАЩАТЕЛЬНОГО СДВИГА ДЛЯ АХРОМАТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДНОЙ КОРОНОГРАФИИ

*А. В. Тавров**

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

*Московский энергетический институт
111250, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 июля 2008 г.

Предложена новая схема ахроматического нуль-интерферометра–коронаграфа для получения более высокого контраста в модели звезда–планета. Два последовательных интерферометра вращательного сдвига улучшают интерференционный контраст, ограниченный недостаточной пространственной когерентностью физически протяженного источника — звезды. Теория и моделирование подтверждены экспериментом. Теоретическое значение коронаграфического контраста улучшено с 10^4 до 10^{10} при угловом размере протяженного источника $10^{-2}\lambda/D$, где λ — длина волны и D — диаметр апертуры телескопа.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Непосредственное наблюдение планеты земного типа, обращающейся вокруг звезды, планируют осуществить при помощи звездных коронаграфов [1] и нуль-интерферометров [2]. Эти устройства должны удовлетворять требованиям высокого контраста по интенсивности ослабления фонового сигнала звезды в модели звезда–планета. В видимом диапазоне длин волн нуль-контраст должен составлять 10^{10} , в среднем ИК-диапазоне требуется нуль-контраст 10^6 [3]. Для детектирования слабого сигнала экзопланеты оптическая система должна иметь существенную механическую стабильность во время экспозиции порядка десятков минут. Для реализации дифракционного разрешения телескопа оптическая система должна восстанавливать прецизионный волновой фронт оптического сигнала.

В последнее время предложены различные устройства для практического решения задачи звездной коронаграфии: аподизации зрачка [1], фазовые и амплитудные фокальные маски [4, 5],

квази-ахроматизированные линии задержки [6], ахроматические фазосдвигающие устройства [2] и их различные комбинации [7]. Идеальным устройством для решения задач коронаграфии и нуль-интерферометрии является ахроматический оптический π -фазовращатель с широким угловым рабочим диапазоном (IWA) [8].

Ахроматический интерференционный коронаграф (АИК) [9, 10] использует схему интерферометра: светоделитель пространственно разделяет оптическое поле на два одинаковых по спектральному составу пучка, направляя пучки вдоль плеч интерферометра, этот же светоделитель объединяет пучки с ахроматической разностью фаз π радиан. Ахроматический фазовый сдвиг достигается геометрическим поворотом плоскости зрачка на 180° при его прохождении через фокус оптической системы в одном плече интерферометра и параллельным переносом зрачка в другом плече. Коронаграфическое изображение выглядит как центрально-симметричная пара внеосевых источников: планеты и ее копии. Копия планеты в парном изображении может быть устранена путем потери

*E-mail: tavrov@iki.rssi.ru, tavrov@gmx.net

ахроматизма [11].

Недавно был предложен ахроматический интерференционный коронограф по принципу интерферометра общего пути [12, 13], который также формирует центрально-симметричное коронографическое изображение на выходе, работает с поляризованным светом и использует принцип геометрической фазы для реализации ахроматического фазового сдвига на π радиан. Благодаря интерферометру со схемой общего пути интерференционный коронограф приобрел существенную механическую стабильность, необходимую для практической коронографии.

Лабораторные испытания АИК с общим путем продемонстрировали полный ахроматизм при ослаблении белого света. Монохроматический лазерный свет был ослаблен коронографом до уровня 10^6 на эффективном угловом расстоянии λ/D [14]. Дальнейшее ослабление сигнала было ограничено ошибками волнового фронта, обусловленными световым рассеянием на микрошероховатости оптических поверхностей. Это ограничение может быть преодолено использованием более качественных оптических элементов или применением методов прецизионной коррекции волнового фронта [15]. В сравнении с другими коронографическими методиками АИК показывает наилучший ахроматизм, ограниченный только окном пропускания оптики. Существенной особенностью АИК является реализация режима «сверхразрешения» при угловом рассогласовании планеты и звезды, меньшем λ/D , т. е. внутри диска Эйри [16]. Именно этот режим наблюдений планируется использовать для астрономических наблюдений экзопланет земного типа.

Основной недостаток АИК — это принципиальное ограничение фактического ослабления осевого сигнала от звезды, которая физически представляет собой пространственно-некогерентный протяженный источник дискообразной формы. Звезда при малых видимых угловых размерах имеет фактически конечную пространственную когерентность, ограничивающую интерференционный контраст. Теоретически нуль-контраст порядка 10^4 соответствует угловому диаметру звезды $10^{-2}\lambda/D$, неослабленный свет создает фоновую засветку, ограничивающую наблюдение экзопланеты (внеосевого источника) на угловом рассогласовании планеты от звезды λ/D .

Угловой размер звезды $10^{-2}\lambda/D$ составляет одну сотую номинального разрешения телескопа, но все же ограничивает требуемое интерференционное ослабление сигнала для достижения высокого коронографического контраста порядка 10^6 – 10^{10} . Указанные соотношения диаметра апертуры телескопа

(D) и углового размера звезды ($10^{-2}\lambda/D$) соответствуют сейчас техническим возможностям наблюдательной астрономии на телескопах с размерами зеркал несколько метров и основаны на астрономической модели, в которой пара Земля–Солнце удалена на расстояние 5 парсек.

Практическое применение АИК для решения задачи оптической коронографии ограничено недостаточной пространственной когерентностью света, собранного в зрачке оптической системы телескопа, из-за того что звезда представляет собой протяженный источник с конечными угловыми размерами, хотя и на несколько порядков меньше предела разрешения оптической системы. Поэтому для АИК требования коронографического контраста порядка 10^6 – 10^{10} остаются пока недостижимыми, в ИК-области он меньше на два порядка и в видимой области спектра — на шесть порядков.

Для решения проблемы недостаточной пространственной когерентности предложено использовать два или несколько интерферометров, соединенных последовательно — тандемом, которые эффективно реализуют четырехлучевую или многолучевую интерференцию. Увеличение эффективной величины пространственной когерентности при использовании синтезированной функции когерентности (synthetic coherence) в многолучевой интерференции было упомянуто в работах [17, 18]. Многолучевую интерференцию используют также и для получения лучшего коронографического контраста [8].

Настоящая работа имеет цель теоретически и экспериментально показать, как многолучевая интерференция приводит к большему коронографическому контрасту в последовательных интерферометрах. Экспериментально создан макет двух последовательных интерферометров вращательного сдвига (ИВС), каждый из которых реализован по схеме общего пути, и получены первые результаты.

2. ТАНДЕМ ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Два интерферометра, каждый из которых реализован по схеме интерферометра общего пути и одновременно по схеме интерферометра вращательного сдвига, соединены последовательно для эффективной четырехлучевой интерференции при сохранении механической стабильности. Принципиальные оптические схемы одиночного ИВС и двух ИВС, соединенных последовательно тандемом, показаны на рис. 1.

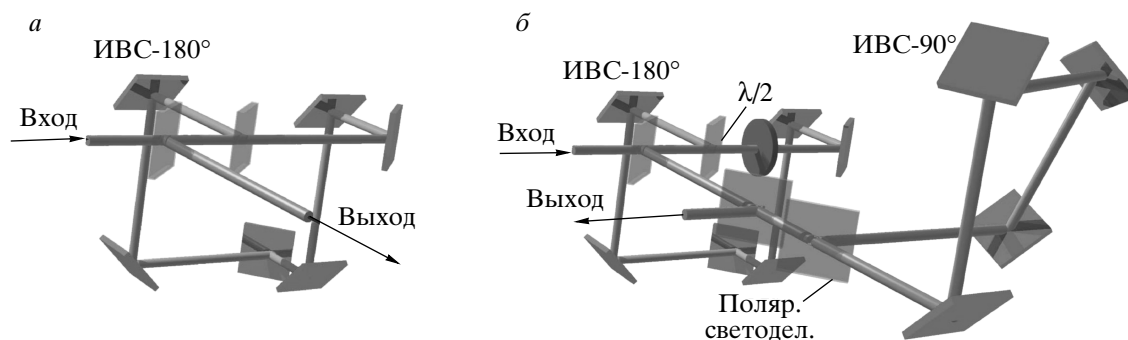


Рис. 1. Оптические схемы интерференционных коронографов: одиночного ИВС-180° (а), тандема двух интерферометров ИВС-180° и ИВС-90° (б)

Интерферометр, обозначенный на рис. 1 как ИВС-180°, выполнен по схеме интерферометра вращательного сдвига на 180° с общим путем. Интерферометр повторяет схему, приведенную в работах [13, 14, 19]. Изображение на входе интерферометра разделяется светоделителем на два пучка, которые распространяются вдоль одного и того же трехмерного пути, но в противоположных направлениях, при этом получается взаимный поворот изображений и мгновенных векторов электрического поля на 180°. Далее повернутые на $\pm 90^\circ$ изображения складываются на светоделителе и электрические векторы интерферируют с фазовым сдвигом π радиан, образуя режим темного поля интерференции.

Осевая компонента изображения (точечный источник – звезда) интерферирует со своей копией в противофазе, при этом они взаимно погашают друг друга. Внеосевая компонента изображения (точечный источник – экзопланета) имеет наклон волнового фронта к оптической оси и при повороте изображений и взаимном наложении приобретает геометрический сдвиг благодаря плечу вращения в плоскости зрачка. Длина плеча вращения пропорциональна угловому рассогласованию (внеосевого) источника от оптической оси. Таким образом, в плоскости зрачка внеосевая компонента и ее копия оказываются пространственно разделенными. В плоскости изображения две функции рассеяния точки от точечного внеосевого источника имеют рассогласование по амплитуде. Также к разности фаз π радиан добавляется фазовый сдвиг, пропорциональный наклону волнового фронта в единицах углового спектра. В результате этого интерферометр вращательного сдвига не погашает внеосевую компоненту и ее парное изображение наблюдают сцентрированным

относительно оптической оси — оси вращения изображения в интерферометре вращательного сдвига.

В тандеме двух интерферометров ИВС-180° и ИВС-90° (рис. 1б) изображение с выхода ИВС-180° направлено в интерферометр ИВС-90°. ИВС-90° совмещает входное изображение с ахроматической копией входного изображения с поворотом на 90°.

Увеличение пространственной когерентности осуществлено благодаря эффекту сложения четырех волн в двух последовательных интерферометрах ИВС-180° и ИВС-90°. Для этого первый интерферометр ИВС-180° был несколько модифицирован. Темное поле на выходе одиночного ИВС-180° (режим деструктивной интерференции) поменяли на светлое поле интерференции на том же выходе ИВС-180°, для чего изменили режим деструктивной интерференции на конструктивный. Для этого внесли фазовую задержку посредством полуволновой пластины ($\lambda/2$), которую поместили в контур ИВС-180°. Линейные поляризации в двух пучках ИВС-180°, распространяющихся в противоположных направлениях, взаимно ортогональны. Если ориентировать медленную (или быструю) ось $\lambda/2$ -пластинки параллельно азимуту линейной поляризации одной из волн, $\lambda/2$ -пластина внесет разность фаз между лучами, равную π радиан и не вызовет поворот азимута поляризаций.

Таким образом, в результате внесения в контур интерферометра $\lambda/2$ -пластины добавляется фаза π радиан и деструктивная интерференция изменяется на конструктивную на выходе ИВС-180°, визуально режим темного поля сменяется режимом светлого поля. И наоборот, при вынимании $\lambda/2$ -пластины из контура ИВС-180° наблюдается первоначальный режим темного поля. Указанный эффект использован

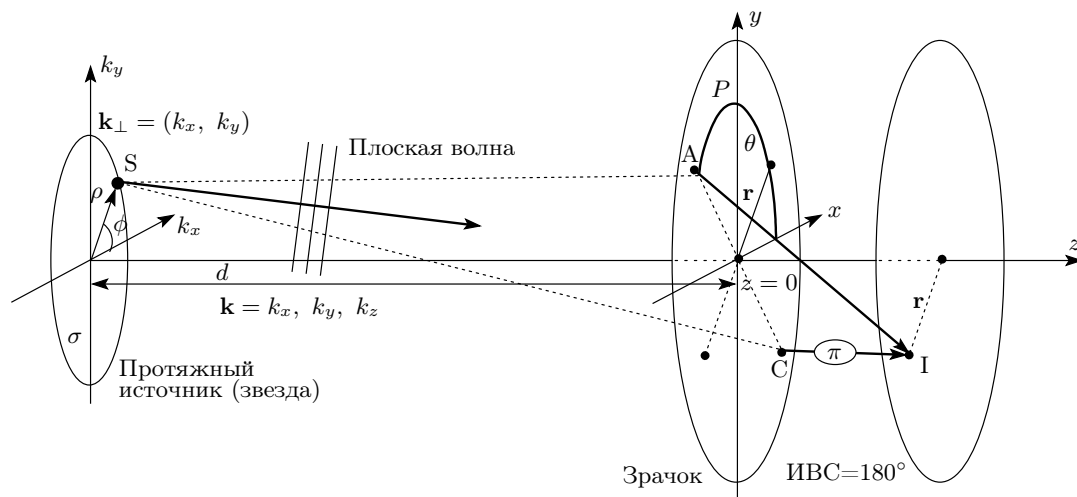


Рис. 2. Лучевая модель для расчета ослабления света от протяженного источника в режиме темного поля интерференции в одиночном ИВС-180°

нами для постановки качественного эксперимента.

Опишем кратко действие ИВС-90° — интерферометра вращательного сдвига на 90° со схемой общего пути. После светоделителя пучок разделяется и следует по двум плечам интерферометра в двух взаимно противоположных направлениях. В трехмерной схеме интерферометра наклон одного ребра параллелепипеда равен 22.5°, что обеспечивает взаимное вращение изображений на +45° и -45° в интерферирующих волнах. Для реализации режима темного поля интерференции использован поляризационный светоделитель. Развернутые друг относительно друга на 90° мгновенные векторы электрического поля интерферируют после прохождения поляризатора с единичным интерференционным контрастом. Поляризационный светоделитель повернут так, что проекции векторов на направление пропускания поляризатора оказываются равными и противоположными по знаку. Тогда мгновенные векторы имеют разность фаз π радиан и интерферируют в режиме темного поля.

ИВС-90° является трехмерным интерферометром Саньяка и идеологически повторяет схемотехническое решение ИВС-180°, имея другую пространственную геометрию, в частности, наклон сегмента схемы на 22.5° для реализации вращательного сдвига на 90°. В ИВС-90° выход интерферометра направлен навстречу падающему лучу для соблюдения равного количества отражений и преломлений в двух интерферирующих лучах и аналогично схеме первого интерферометра сдвинут в сторону поляризационным светоделителем.

3. ОСЛАБЛЕНИЕ СВЕТА ПРОТЯЖЕННОГО ИСТОЧНИКА ОДИНОЧНЫМИ И ДВУМЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ НУЛЬ-ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

Сравним ослабление сигнала протяженного осевого дискообразного источника в одиночном ИВС-180° и тандеме двух последовательных интерферометров ИВС-180° + ИВС-90°. Сначала остановимся на ограничении ослабления в одиночном ИВС-180°.

3.1. Ослабление света протяженного источника в одиночном интерферометре ИВС-180°

Для расчета ослабления фонового сигнала от протяженного источника (звезды) в схеме ИВС-180° рассмотрим лучевую модель, изображенную на рис. 2. Центр дискообразного источника находится на оси телескопа. Плоскость зрачка телескопа обозначена P , плоскость источника света — σ . Используются следующие координаты: полярные координаты $\{r, \theta\}$ в плоскости зрачка и $\{\rho, \phi\}$ в плоскости источника, а также декартовы координаты углового спектра (k_x, k_y) точки источника S и (x, y) в плоскости зрачка. Угловой размер источника σ определяют из центра плоскости зрачка. Расстояние от источника света σ до зрачка P обозначено d . В плоскости зрачка отмечены две центрально-симметричные точки A, C , имеющие координаты соответственно $(r, \theta), (r, \theta + 180^\circ)$ и показанные на рис. 2.

ИВС-180° схематично показан плоскостью, следующей за плоскостью зрачка P . Интерферирующие лучи, исходящие из точек A и C обозначены стрелками. Предположено, что ИВС-180° обладает идеальной осевой симметрией при повороте вокруг оптической оси и процесс интерференции устроен без оптической разности хода (ОРХ) между интерферирующими лучами. Условие нулевой ОРХ практически реализовано, тем что ИВС-180° — интерферометр, выполненный по схеме общего пути. Отдельно от нулевой динамической фазы, гарантированной условием ОРХ=0, интерферометр ИВС-180° добавляет геометрическую фазу, не зависящую от длины оптического пути. Сдвиг геометрической фазы на π радиан, состоящий из поляризационных поворотов на $\pi/2 - (-\pi/2)$ происходит в точке I , где интерферируют две волны, исходящие из точек A и C , см. рис. 2.

Оптические поля в точках A и C зрачка получаются в результате некогерентного сложения всех волн, исходящих из каждой точки протяженного источника σ . Поэтому интерференцию между точками A и C зрачка в точке I удобно определять комплексной степенью когерентности $\mu_{AC} = \langle u_A u_C^* \rangle / \sqrt{I_A I_C}$:

$$I_{AC} = I_A + I_C + 2\sqrt{I_A I_C} \operatorname{Re} [\mu_{AC} e^{i(\phi_A - \phi_C)}], \quad (1)$$

где u_A — комплексная амплитуда поля в точке A , $u_A = |u_A| \exp(i\phi_A)$, ϕ_A — фаза, добавленная интерферометром, символ «*» обозначает комплексное сопряжение, скобки $\langle \dots \rangle$ — операцию усреднения.

Удаленную звезду представим протяженным источником — диском с равномерным распределением интенсивности. На практике интенсивность света такого источника имеет равномерное распределение в плоскости зрачка, и интенсивности света в точках A и C с большой точностью равны между собой $I_A \approx I_C \approx I$, поэтому

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

В отсутствие фазовой дисперсии светоделителя оптические сигналы по обеим сторонам светоделителя, установленного в точке I (и не показанного на рис. 2), сдвинуты по фазе относительно друг друга на π радиан. Оптический сигнал на темном порте светоделителя получают в результате деструктивной интерференции при сложении полей с фазовым сдвигом π радиан. Сигнал на светлом порте интерферометра получают в результате конструктивной интерференции с нулевым фазовым сдвигом. Для записи оптических сигналов, получаемых с портов светоделителя: минимального сигнала темного поля интерференции и максимального сигнала светлого

поля интерференции, использованы верхние индексы «*min*» и «*max*». Измерения этих сигналов проводят внутри центрального максимума функции когерентности в режиме малого углового размера источника:

$$I_{AC}^{min} = 2I (1 - \operatorname{Re} \mu_{AC}), \quad (3)$$

$$I_{AC}^{max} = 2I (1 + \operatorname{Re} \mu_{AC}). \quad (4)$$

Интерференционный контраст V между интенсивностями светлого и темного полей равен действительной части комплексной степени когерентности $\operatorname{Re} \mu_{AC}$:

$$V_{AC} = \frac{I_{AC}^{max} - I_{AC}^{min}}{I_{AC}^{max} + I_{AC}^{min}} = \operatorname{Re} \mu_{AC}. \quad (5)$$

Для расчета ослабления фонового сигнала в плоскости изображения, где сфокусированы (или суммированы) все точки зрачка, используем величину $\bar{\mu}$ комплексной степени когерентности, усредненной по плоскости зрачка:

$$\bar{\mu} = \frac{\iint_{Pupil} A(x, y) \mu(x, y; -x, -y) dx dy}{\iint_{Pupil} A(x, y) dx dy}, \quad (6)$$

где A — функция пропускания зрачка. Тогда в плоскости изображения степень зануления, обозначенная \overline{NC} для фоновой засветки, равна отношению остаточной энергии темного поля интерференции из-за несовершенной интерференции темного поля к интенсивности светлого поля интерференции:

$$\overline{NC} = \frac{1 - \operatorname{Re} \bar{\mu}}{1 + \operatorname{Re} \bar{\mu}}. \quad (7)$$

Комплексная степень когерентности между двумя точками зрачка A и C зависит от их координат (x_1, y_1) и (x_2, y_2) :

$$\mu(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{\iint_{Source} S(k_x, k_y) \exp [i(k_x \Delta x + k_y \Delta y)] dk_x dk_y}{\iint_{Source} S(k_x, k_y) dk_x dk_y}, \quad (8)$$

где k_x и k_y определяют x - и y -компоненты углового спектра оптической волны, излученной точкой 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 волны от точки источника света. При наложении двух изображений с переворотом на 180° комплексная степень когерентности $\bar{\mu}$, усредненная в плоскости зрачка и нормированная на интенсивность зрачка определена как

$$\bar{\mu} = \frac{\iiint_{PupilStar} A(x, y) S(k_x, k_y) \exp [2i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y dx dy}{\iiint_{PupilStar} A(x, y) S(k_x, k_y) dk_x dk_y dx dy}. \quad (9)$$

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

$$A(r) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq R, \\ 0 & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (10)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Из выражений (9), (10) находим зависимость степени когерентности $\bar{\mu}$ от углового размера источника s :

$$\bar{\mu} = \iint_{Star} S(k_x, k_y) \times \left\{ \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp [2i\sqrt{k_x^2 + k_y^2} r \cos(\phi - \varphi)] r dr d\varphi \right\} \times dk_x dk_y \times$$

$$\times \left\{ \pi R^2 \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y \right\}^{-1} = \iint_{Star} S(k_x, k_y) \frac{J_1(2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} R)}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} R} dk_x dk_y \times \left\{ \iint_{Star} S(k_x, k_y) dk_x dk_y \right\}^{-1} = \quad (11a)$$

$$= \frac{1 - J_0(2k_{\perp}^{max} R)}{(k_{\perp}^{max} R)^2} = \frac{1 - J_0(s)}{s^2/4}, \quad (11b)$$

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

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

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

Обозначив w_0 мощность оптического излучения, собранную апертурой телескопа, из формулы (11) получим остаточную незануленную мощность $P = 1 - \text{Re} \bar{\mu}$, обусловленную несовершенной интерференцией режима темного поля, вследствие конечной пространственной когерентности источника:

$$P = \frac{w_0}{2} \left\{ 1 - \frac{1 - J_0(s)}{s^2/4} \right\}, \quad (12)$$

которая согласуется с результатом, опубликованным в работе [9].

Таким образом, звезда, представленная протяженным источником: равномерно освещенным диском радиуса k_{θ} единиц углового спектра, ослабляется коронографом в плоскости изображения телескопа до теоретически возможного контраста:

$$\overline{NC} = \overline{NC}_1 = \frac{1 - (1 - J_0(2k_{\theta} R)) / (k_{\theta} R)^2}{1 + (1 - J_0(2k_{\theta} R)) / (k_{\theta} R)^2}. \quad (13)$$

3.2. Ослабление света протяженного источника в двух последовательных интерферометрах ИВС-180° и ИВС-90°

Для расчета ослабления фонового сигнала, излученного протяженным источником (звездой) в схеме двух последовательных интерферометров ИВС-180° + ИВС-90° воспользуемся лучевой моделью, изображенной на рис. 3. Фактически модель, представленная на рис. 3, продолжает предыдущую лучевую модель одиночного интерферометра ИВС-180° (ср. рис. 2).

На рис. 3 обозначены четыре центрально-симметричные точки А, В, С и D, имеющие соответственно координаты (r, θ) , $(r, \theta + 90^\circ)$, $(r, \theta + 180^\circ)$ и $(r, \theta + 270^\circ)$ и показанные в плоскости зрачка телескопа. Лучи, исходящие из этих точек, собраны и интерферируют на выходе двух последовательных интерферометров ИВС-180° и ИВС-90°. Второй интерферометр — ИВС-90° — схематически показан параллельной плоскостью, следующей за плоскостью ИВС-180°. Процессы интерференции, обозначенные цифрами I и II, происходят в ИВС-180°, процесс III — в ИВС-90°. Предполагается, что оба интерферометра обладают вращательной симметрией и все три интерференционных процесса I, II и III происходят без ОРХ. Нулевая динамическая фаза обусловлена нулевой ОРХ и реализована интерферометрами, выполненными по схеме общего пути. Геометрическая фаза установлена равной нулю в первом интерферометре при сложении полей в точках I, II и равной π радиан во втором интерферометре при сложении полей в точке III.

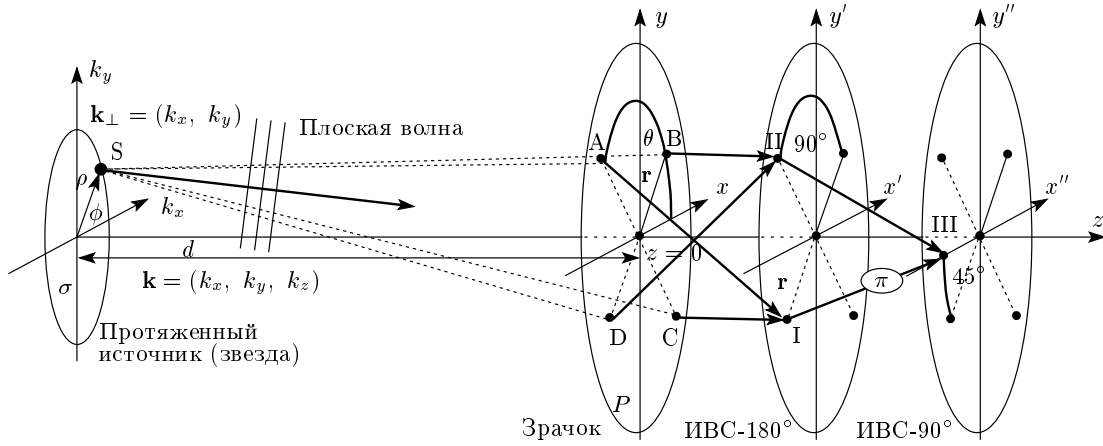


Рис. 3. Лучевая модель для расчета ослабления света от протяженного источника в двух последовательных интерферометрах ИВС-180° и ИВС-90°

Таким образом, оптические поля в точках I и II равны $u_I = u_A + u_C$ и $u_{II} = u_B + u_D$. ИВС-90° складывает поля u_I и u_{II} в точке III в противофазе, так что интенсивность на выходе ИВС-90° равна

$$\begin{aligned}
 I_{I,II}^{min} &= I_{ABCD}^{min} = \left\langle \left((u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(\pi)} \right)^* \times \right. \\
 &\quad \times \left. (u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(\pi)} \right\rangle = \\
 &= \left\langle \left((u_A + u_C) - (u_B + u_D) \right)^* (u_A + u_C) - \right. \\
 &\quad \left. - (u_B + u_D) \right\rangle = \underbrace{\langle u_A^* u_A \rangle}_I + \underbrace{\langle u_B^* u_B \rangle}_I + \\
 &+ \underbrace{\langle u_C^* u_C \rangle}_I + \underbrace{\langle u_D^* u_D \rangle}_I + \underbrace{2 \operatorname{Re} \langle u_A^* u_C \rangle}_{I\mu_1} - \underbrace{2 \operatorname{Re} \langle u_A^* u_B \rangle}_{I\mu_2} - \\
 &- \underbrace{2 \operatorname{Re} \langle u_A^* u_D \rangle}_{I\mu_2} - \underbrace{2 \operatorname{Re} \langle u_C^* u_B \rangle}_{I\mu_2} - \underbrace{2 \operatorname{Re} \langle u_C^* u_D \rangle}_{I\mu_2} + \\
 &\quad \underbrace{+ 2 \operatorname{Re} \langle u_B^* u_D \rangle}_{I\mu_1} = 4I(1 + \mu_1 - 2\mu_2). \quad (14)
 \end{aligned}$$

Для модели источника света с центральной симметрией, расположенного на оптической оси, перекрестные члены $\langle u_N^* u_M \rangle$ в выражении (14) можно выразить только через два коэффициента корреляции: μ_1 — комплексную степень когерентности в первом интерферометре ИВС-180° и μ_2 — степень когерентности во втором интерферометре ИВС-90°.

Действительно, ИВС-180° обуславливает интерференцию пар точек зрачка (A, C) и (B, D), попарно разделенных расстоянием $2r$. Вторым интерферометром приводит к интерференции пар точек (A, B); (A, D); (B, C) и (C, D), разделенных расстоянием $\sqrt{2}r$ в плоскости зрачка.

Выражение (14) описывает интенсивность света на темном выходе второго интерферометра. Интенсивность света на светлом выходе второго интерферометра $I_{I,II}^{max}$ вычислена с учетом нулевой разности фаз между интерферирующими волнами в ИВС-180°:

$$\begin{aligned}
 I_{I,II}^{max} &= I_{ABCD}^{max} = \left\langle \left((u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(0)} \right)^* \times \right. \\
 &\quad \times \left. (u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(0)} \right\rangle = \\
 &= \left\langle \left((u_A + u_C) + (u_B + u_D) \right)^* (u_A + u_C) + \right. \\
 &\quad \left. + (u_B + u_D) \right\rangle = 4I(1 + \mu_1 + 2\mu_2). \quad (15)
 \end{aligned}$$

Отношение интенсивностей сигнала на темном выходе ИВС-90° $I_{I,II}^{min}$ к интенсивности $I_{I,II}^{max}$ на светлом выходе ИВС-180° определит искомый коронографический контраст:

$$NC_\Sigma = \frac{1 + \mu_1 - 2\mu_2}{1 + \mu_1 + 2\mu_2}. \quad (16)$$

Для пар центрально-симметричных точек зрачка степень когерентности зависит от координат в зрачке и углового размера источника. Когерентность уменьшается при удалении от оптической оси. Введем оптическую радиальную координату зрачка $\tilde{r} = 2\pi r\theta/\lambda$, учитывающую видимый угловой размер θ источника, и рассмотрим зависимости когерентностей от \tilde{r} : $\mu_1(\tilde{r})$ и $\mu_2(\tilde{r})$. Из выражения (11a) определим $\mu_1(\tilde{r})$:

$$\mu_1(\tilde{r}) = \frac{J_1(2\tilde{r})}{\tilde{r}}. \quad (17)$$

Заменой переменной $2\tilde{r}$ на $\sqrt{2}\tilde{r}$ получим выражение для $\mu_2(\tilde{r})$:

$$\mu_2(\tilde{r}) = \frac{\sqrt{2} J_1(\sqrt{2}\tilde{r})}{\tilde{r}}. \quad (18)$$

В плоскости изображения усредненная степень когерентности $\bar{\mu}_2$ также получена заменой переменной $2\tilde{r}$ на $\sqrt{2}\tilde{r}$, эффективно уменьшающей видимый размер источника:

$$\bar{\mu}_2 = \frac{1 - J_0(s/\sqrt{2})}{s^2/8}. \quad (19)$$

Коронографический контраст \overline{NC}_Σ на темном выходе двух последовательных интерферометров ИВС-180° и ИВС-90° равен

$$\begin{aligned} \overline{NC}_\Sigma &= \frac{1 + \bar{\mu}_1 - 2\bar{\mu}_2}{1 + \bar{\mu}_1 + 2\bar{\mu}_2} = \\ &= \frac{1 + [1 - J_0(s)]}{s^2/4} - \frac{2 [1 - J_0(s/\sqrt{2})]}{s^2/8} \\ &= \frac{1 + [1 - J_0(s)]}{s^2/4} + \frac{2 [1 - J_0(s/\sqrt{2})]}{s^2/8}. \end{aligned} \quad (20)$$

Следует отметить, что коронографический контраст в схеме тандема двух интерферометров зависит от баланса фаз и амплитуд в первом интерферометре. Например, если разность фаз в первом интерферометре равна π радиан, происходит деструктивная интерференция в режиме темного поля и оптический сигнал направлен во второй интерферометр, то эффект увеличения пространственной когерентности в области малых источников вообще не наблюдается:

$$NC_\Sigma^{\pi,\pi} \rightarrow \frac{\langle ((u_A - u_C) + (u_B - u_D)e^{i(\pi)})^* (u_A - u_C) + (u_B - u_D)e^{i(\pi)}) \rangle}{\langle ((u_A - u_C) + (u_B - u_D)e^{i(0)})^* (u_A - u_C) + (u_B - u_D)e^{i(0)}) \rangle} = \frac{1 - \mu_1}{1 + \mu_1}. \quad (21)$$

Для обозначений фазовых сдвигов в интерферометрах использованы верхние индексы. Например, $NC_\Sigma^{\pi,\pi}$ обозначает коронографический контраст, когда разность фаз $\Delta\varphi$ в первом и во втором интерферометрах равна π радиан. $NC_\Sigma^{0,\pi}$ обозначает коронографический контраст, когда в первом интерферометре реализована нулевая разность фаз, а во втором — π радиан, и происходит эффект увеличения пространственной когерентности в области малых источников:

$$NC_\Sigma^{0,\pi} \rightarrow \frac{\langle ((u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(\pi)})^* (u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(\pi)}) \rangle}{\langle ((u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(0)})^* (u_A + u_C) + (u_B + u_D)e^{i(0)}) \rangle} = \frac{1 - 2\mu_2 + \mu_1}{1 + 2\mu_2 + \mu_1}. \quad (22)$$

3.3. Сравнение коронографических контрастов в одиночном и в двух последовательных интерферометрах

Для сравнения на рис. 4 приведены три графика коронографических контрастов: $NC_1(\tilde{r})$, $NC_2(\tilde{r})$, $NC_\Sigma(\tilde{r})$, теоретически достижимых соответственно в отдельно взятом первом интерферометре (ИВС-180°), в отдельно взятом втором интерферометре (ИВС-90°) и в тандеме двух последовательных интерферометров (ИВС-180° и ИВС-90°). При этом

$$NC_2 = \frac{1 - \mu_2}{1 + \mu_2}. \quad (23)$$

На рис. 4 по горизонтальным осям приведена оптическая координата зрачка $\tilde{r} = 2\pi r\theta/\lambda$, зависящая как от углового размера источника θ , так и от геометрического радиуса в плоскости зрачка r .

В области малых угловых размеров источников света, которая показана на рис. 4б, ослабление NC_Σ в двух последовательных интерферометрах уменьшается существенно медленнее с увеличением углового размера источника света (пропорционального \tilde{r}), чем ослабления NC_1 и NC_2 в схемах одиночных интерферометров. Более пологая форма графика $NC_\Sigma(\tilde{r})$ в области малых источников обусловлена эффектом синтезированной когерентности (22), которая отличается от классической (двухлучевой) когерентности, обуславливающей классические формы графиков функций $NC_1(\tilde{r})$ и $NC_2(\tilde{r})$ (21) и (23). Важным следствием уменьшения зависимости ослабления света осевого источника при возрастании углового размера источника в схеме последовательных интерферометров является практическая возможность значительно более глубокого ослабления фонового света звезды.

Так, на рис. 5 показаны полученные теоретически ослабления фонового осевого источника света в плоскости изображения: $\overline{NC}_1(\theta)$ — одиночного интерферометра-коронографа ИВС-180°, $\overline{NC}_2(\theta)$ — одиночного интерферометра-коронографа ИВС-90° и $\overline{NC}_\Sigma(\theta)$ — тандема двух последовательных интерферометров ИВС-180° + ИВС-90°. Зависимости коронографических контрастов в плоскости изображения от углового размера источника получены интегрированием по апертуре зрачка и описаны следующими выражениями. Для $\overline{NC}_1(\theta)$, см. формулу (13),

имеем

$$\overline{NC}_1(\theta) = \frac{1 - (1 - J_0(\theta)) / (\theta^2/4)}{1 + (1 - J_0(\theta)) / (\theta^2/4)}. \quad (24)$$

Для $\overline{NC}_2(\theta)$ заменой переменной $2r$ на $\sqrt{2}r$ в выражении $\tilde{r} = 2\pi r\theta/\lambda$ получаем

$$\begin{aligned} \overline{NC}_2(\theta) &= \frac{1 - \mu_2}{1 + \mu_2} = \\ &= \frac{1 - (1 - J_0(\theta/\sqrt{2})) / (\theta^2/8)}{1 + (1 - J_0(\theta/\sqrt{2})) / (\theta^2/8)}, \end{aligned} \quad (25)$$

и для $\overline{NC}_\Sigma(\theta)$ —

$$\overline{NC}_\Sigma(\theta) = \frac{1 + (1 - J_0(\theta))^2 / (\theta^2/4) - 2(1 - J_0(\theta/\sqrt{2})) / (\theta^2/8)}{1 + (1 - J_0(\theta))^2 / (\theta^2/4) + 2(1 - J_0(\theta/\sqrt{2})) / (\theta^2/8)}. \quad (26)$$

На рис. 5 приведены графики $\overline{NC}_1(\theta)$, $\overline{NC}_2(\theta)$ и $\overline{NC}_\Sigma(\theta)$ в зависимости от углового размера источника θ , который измерен в единицах разрешения телескопа λ/D — радиусах Эйри. Коронографический контраст в тандеме двух интерферометров достигает значения $\overline{NC}_\Sigma(\theta) \approx 10^{-10}$ (выше нуль-контраст и коронографический контраст подразумевались инвертированными, т. е. 10^{10} и т. п.) при видимом угловом размере источника $\theta = 10^{-2}\lambda/D$, в то время как коронографический контраст $\overline{NC}_1(\theta) \approx 10^{-4}$ получен для источника такого же размера в схеме одиночного интерферометра. Таким образом, коронограф, реализованный схемой тандема двух интерферометров, удовлетворяет практическому требованию коронографического контраста для видимого диапазона длин волн (10^{-10}). Коронограф же, реализованный схемой одиночного нуль-интерферометра имеет контраст $NC_1 \approx 10^{-4}$, недостаточный для практической коронографии даже в ИК-области спектра, где практическое требование коронографического контраста составляет 10^{-6} .

Зависимости коронографических контрастов $NC_1(\tilde{r})$ и $NC_\Sigma(\tilde{r})$ от оптической координаты $\tilde{r} = 2\pi r\theta/\lambda$ в плоскости зрачка, описываемые формулами (13) и (16), а также зависимости усредненных контрастов $\overline{NC}_1(\theta)$ и $\overline{NC}_\Sigma(\theta)$ от эффективного размера источника θ в плоскости изображения, формулы (24) и (26), полученные аналитически, были проверены численными методами компьютерного моделирования в представлении источника света набором лучей с последующей трассировкой лучей. Численный расчет подтвердил полученные выше аналитические формулы и показал такие же зависимости, как на рис. 4, 5.

Опустим математические и алгоритмические по-

дробности численного расчета, включающего четырехшаговый метод фазовой модуляции, некогерентное сложение интенсивностей полей, исходящих из одной точки источника и т. п. На рис. 6 показаны двумерные распределения функций когерентности в зависимости от обобщенной оптической координаты \tilde{r} в плоскости зрачка, полученные численным расчетом классической функции когерентности $\mu_1(\tilde{r}) \approx 1 - NC_1(\tilde{r})$ (а) и синтезированной функции когерентности $\mu_\Sigma(\tilde{r}) \approx 1 - NC_\Sigma(\tilde{r})$ (б). На рис. 6б вершина двумерного распределения когерентности $\mu_\Sigma(\tilde{r}(x, y))$ значительно уплощена по сравнению с острой вершиной графика $\mu_1(\tilde{r}(x, y))$ на рис. 6а. Это качественно подтверждает эффект увеличенной пространственной когерентности в схеме двух интерферометров по сравнению со схемой одиночного интерферометра для режима медленного возрастания размера источника света.

4. ЛАБОРАТОРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ КАРТИНЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ПЛОСКОСТИ ЗРАЧКА ОДИНОЧНОГО ИВС-180° И В ПЛОСКОСТИ ЗРАЧКА НА ВЫХОДЕ ТАНДЕМА ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ИВС-180° + ИВС-90°

Для экспериментальной проверки эффекта увеличения пространственной когерентности в области малых источников света в схеме двух последовательных интерферометров был сконструирован лабораторный макет тандема двух последовательных интерферометров вращательного сдвига ИВС-180° и ИВС-90°. Описанные предварительные эксперименты не ставили цель продемонстрировать высокий коронографический контраст порядка 10^9 – 10^{10} из-за ряда нерешенных пока технических вопросов по созданию коронографа с указанным контрастом.

В частности, эффективный размер искусственного источника белого света¹⁾ должен быть уменьшен до малого углового размера порядка долей угловой миллисекунды. Практически в лабораторных условиях такой угловой размер источника возможно получить пространственной фильтрацией света: дифракцией на узком отверстии диафрагмы коллиматора, имеющего фокусное расстояние между диафрагмой и коллимационной линзой несколько метров или, например, путем ввода-вывода белого света в одномодовое волокно. При этом интенсивность света уменьшается до критического значения для осуществления фоторегистрации, особенно если принять во внимание требуемый динамический диапазон измерений 9–10 порядков для непосредственной записи коронографического ослабления сигнала в 10^{-10} – 10^{-9} раз.

При другом подходе, при освещении интерференционного коронографа пространственно-когерентным светом, например гелий-неоновым (He–Ne) лазером, качество оптических элементов и оптических поверхностей в интерферометре ограничит измеряемые ослабление сигнала и коронографический контраст из-за рассеяния света на микрошероховатостях оптики, наблюдаемого как эффект спекл-шума. Промышленно производимые в настоящее время оптические элементы, доступные для коммерческого приобретения, имеют минимальные ошибки формы, эквивалентной поверхности отраженного волнового фронта $\lambda/20$ («rv» — «peak-to-valley» от максимума до минимума) при $\lambda = 633$ нм для 90 % полной апертуры. В проведенном ранее эксперименте, описанном в работе [14], использовались зеркала на стеклянной подложке с алюминиевым покрытием. При этом освещаемый световой диаметр составлял менее 10 % полной апертуры зеркала и ошибку волнового фронта, привносимую одним зеркалом, оценивали величиной приблизительно $\lambda/200\sqrt{14}$, поскольку было достигнуто ослабление сигнала осевого источника в 10^6 раз, что соответствует суммарной ошибке волнового фронта $\lambda/400$, полученной на семи последовательных элементах, пройденных лучом дважды (в прямом и обратном направлениях). Из теории обобщенного ахроматического интерференционного коронографа [9] известно, что на выходные характеристики интерференционного коронографа не влияют центрально-симметричные aberrации, статистически составляющие примерно половину всех aberrаций. Другие статистические и детерминирован-

ные (классические) aberrации существенно снижают качество коронографа, поэтому требуются дальнейшие усилия по коррекции волнового фронта для практической реализации требуемых коронографических контрастов $\sim 10^9$ – 10^{10} в видимом диапазоне.

Ниже приведены результаты и детали эксперимента, демонстрирующего эффект увеличения пространственной когерентности в интерференционном коронографе по схеме тандема двух интерферометров. Схема эксперимента показана на рис. 7. Свет от галогеновой лампы через конденсорную линзу сфокусирован на круглой диафрагме диаметром 50 мкм. Коллимационную линзу — апохромат с фокусным расстоянием 100 мм и диаметром 10 мм — устанавливали за диафрагмой, диафрагму помещали в фокальную плоскость коллиматора. Излучение галогеновой лампы, прошедшее через стеклянную колбу лампы, практически не содержало ИК-излучения и имело спектральное распределение, близкое к гауссовому спектру шириной 300 нм с центральным максимумом $\lambda_0 = 580$ нм. Для уменьшения спектральной дисперсии в основном за счет использования неахроматизированной полуволновой пластинки, помещаемой в первый интерферометр, был применен узкополосный спектральный фильтр с шириной спектрального пропускания 50 нм. Спектральный фильтр помещали непосредственно перед ПЗС-камерой.

Если на выходе первого интерферометра был реализован режим деструктивной интерференции темного поля с фазовым рассогласованием π радиан, то в схеме двух последовательных интерферометров не происходило усиление коронографического контраста $NC_{\Sigma}^{\pi,\pi}$. При фиксированном размере источника коронографический контраст $NC_{\Sigma}^{\pi,\pi}$ останется таким же, как и в схеме одиночного интерферометра, согласно формуле (21). Если не менять размер источника, но реализовать режим конструктивной интерференции (светлого поля) с нулевым фазовым рассогласованием интерферирующих волн в первом интерферометре, то на выходе двух последовательных интерферометров можно наблюдать усиление коронографического контраста $NC_{\Sigma}^{0,\pi}$, согласно формуле (22). Таким образом, изменяя фазовое рассогласование $\pi \rightarrow 0$ между интерферирующими волнами в первом интерферометре и сравнивая изображения одного и того же протяженного источника на выходе второго интерферометра (в плоскости зрачка) можно экспериментально наблюдать отличие в распределениях интенсивности в зрачке, описываемых выражениями (21) и (22). Для переключения темного поля интерференции на светлое исполь-

¹⁾ В качестве источника белого света может быть использована галогеновая лампа.

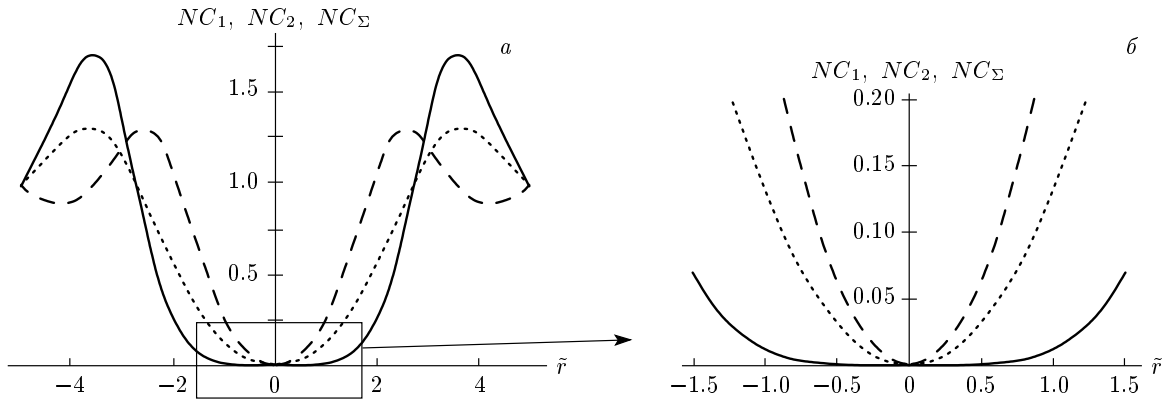


Рис. 4. Коронаграфические контрасты NC_1 (штриховые линии), NC_2 (пунктирные), NC_Σ (сплошные) в плоскости зрачка в зависимости от оптической координаты \tilde{r} . Область малых источников увеличена на рис. б

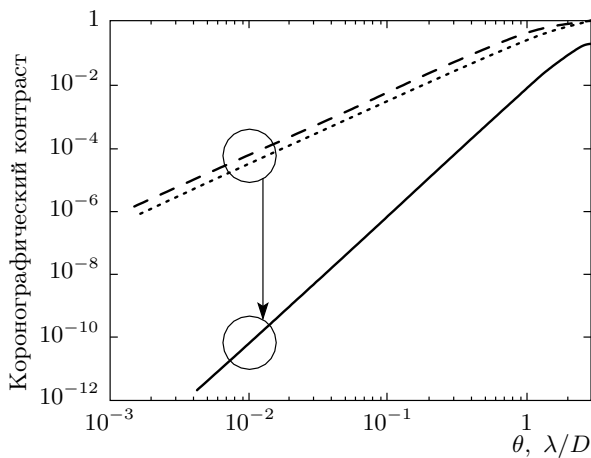


Рис. 5. Зависимости нуль-контрастов \overline{NC}_1 (штриховая линия), \overline{NC}_2 (пунктирная), \overline{NC}_Σ (сплошная) от углового размера источника θ в единицах разрешения телескопа λ/D в плоскости изображения

зовали полуволновую ($\lambda/2$) пластинку, вставленную в первый интерферометр непосредственно за светоделителем. При угловой ориентации $\lambda/2$ -пластинки, так чтобы ее быстрая ось была параллельна направлению азимута поляризации прошедшей через светоделитель волны, а медленная ось — азимуту поляризации волны, распространяющейся в противоположном направлении к первой волне, фазовая задержка π радиан добавится к интерферирующим изначально в противофазе волнам. Таким образом, суммарная фазовая задержка получится равной 0 или 2π радиан, что и требуется для переключения на режим интерференции светлого поля.

Если вынуть $\lambda/2$ -пластинку из контура интерферометра, восстановится режим интерференции тем-

ного поля на выходе первого интерферометра и распределение интенсивности на выходе второго интерферометра изменится на первоначальное.

Сравним коронаграфические изображения на выходе второго интерферометра в двух случаях: 1) при вставленной $\lambda/2$ -пластинке, 2) при вынутой $\lambda/2$ -пластинке. Интерференционные картины наблюдаются с различным интерференционным контрастом, обусловленным двумя разными функциями когерентности согласно формуле (22) в первом случае и формуле (21) во втором случае. Различие формы функции когерентности можно экспериментально обнаружить, сравнивая пространственные распределения интенсивностей картин интерференции, полученных в случаях 1) и 2). Аналитические выражения распределений интерференционного (коронаграфического) контраста для этих случаев от радиальной координаты в плоскости зрачка были построены на рис. 4.

Наблюдаемые в эксперименте интерференционные изображения на выходе тандема двух последовательных интерферометров ИВС-180° + ИВС-90° приведены на рис. 8. Интерференционная картина на рис. 8а показывает улучшенный коронаграфический контраст, по форме близкий к распределению $NC_\Sigma^{0,\pi}(\tilde{r})$, в случае 1) при вставленной $\lambda/2$ -пластинке. На рис. 8б приведена наблюдаемая в эксперименте интерференционная картина при вынутой $\lambda/2$ -пластинке, что соответствует коронаграфическому контрасту $NC_\Sigma^{\pi,\pi}(\tilde{r})$ для случая 2), повторяющему контраст, достигаемый в одиночном интерферометре ИВС-180°. Погашенная центральная часть интерференционной картины в режиме темного поля интерференции выглядит визуально более широкой на рис. 8а в случае $NC_\Sigma^{\pi,\pi}(\tilde{r})$.

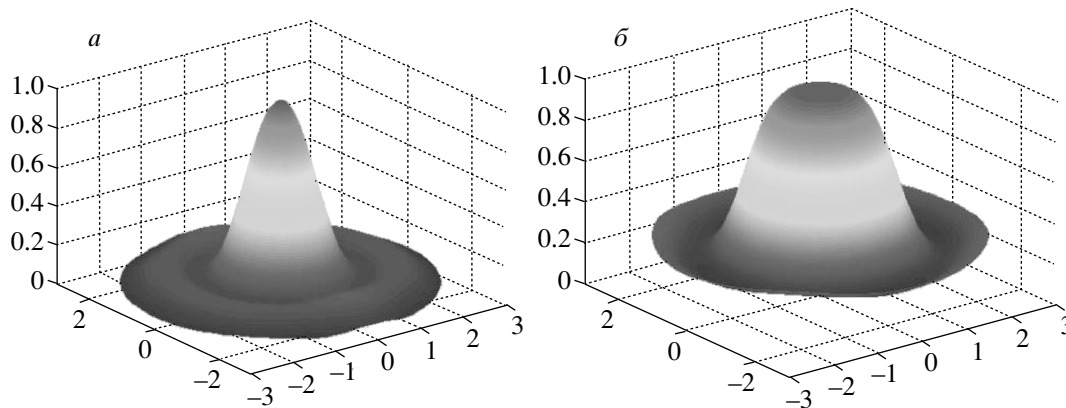


Рис. 6. Распределения функций когерентности в зрачке $\mu_1 \propto 1 - NC_1$ (а) и $\mu_\Sigma \propto 1 - NC_\Sigma$ (б), рассчитанные методом трассировки лучей, в одиночном интерферометре (а) и в двух интерферометрах, соединенных последовательно (б)

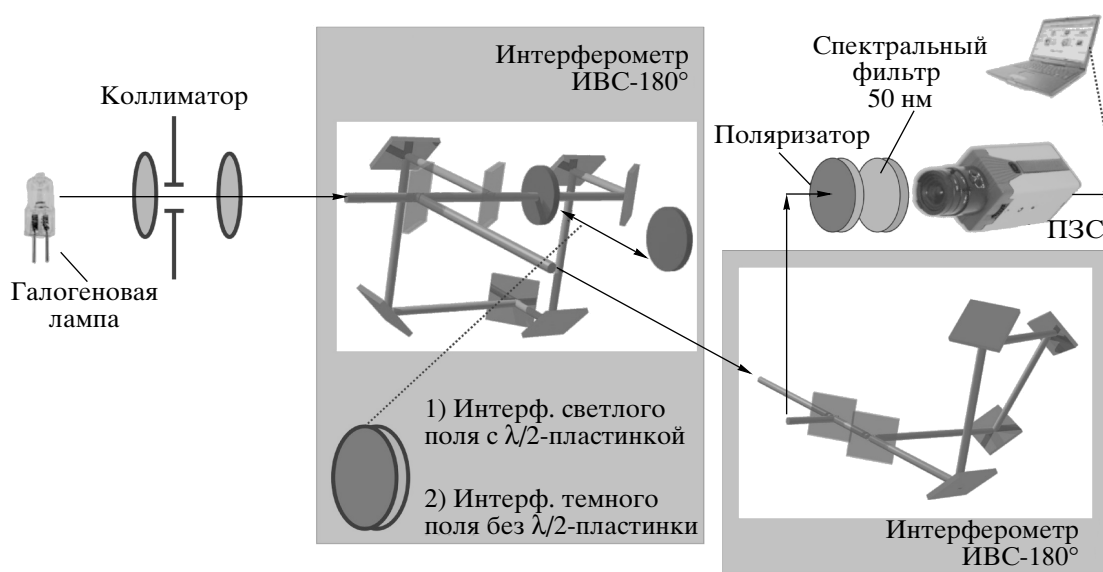


Рис. 7. Схема эксперимента с двумя последовательными интерферометрами

На рис. 9 приведены радиальные сечения интерференционных картин рис. 8а,б, наблюдаемых в эксперименте. Формы графиков в нижней части существенно различны, график $NC_\Sigma^{0,\pi}(\tilde{r}) = NC_\Sigma(\tilde{r})$ имеет более пологое дно и максимумы этого графика расположены друг от друга на большем расстоянии, чем у графика $NC_\Sigma^{\pi,\pi}(\tilde{r}) = NC_1(\tilde{r})$. На рис. 9 обозначены положения максимумов графиков $NC_\Sigma^{0,\pi}(\tilde{r}) = NC_\Sigma(\tilde{r})$ и $NC_\Sigma^{\pi,\pi}(\tilde{r}) = NC_1(\tilde{r})$, при этом количественное отношение близко к результатам аналитических и численных расчетов. Согласно теоретическим расчетам дно графика $NC_\Sigma^{0,\pi}(\tilde{r}) = NC_\Sigma(\tilde{r})$ должно быть более плоским

по сравнению с полученным в эксперименте, это несоответствие можно объяснить остаточным хроматизмом системы коронографа с неахроматизированной $\lambda/2$ -пластинкой.

5. АХРОМАТИЗАЦИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОРОНОГРАФА

Схема двух интерферометров при дополнительном фазовом сдвиге π радиан показывает значительный хроматизм и практически улучшение коронографического контраста возможно только для узкого спектрального диапазона. Постановка полуавто-

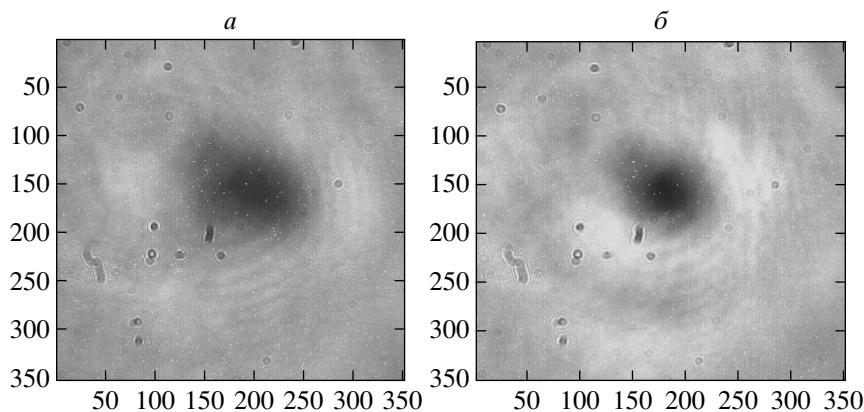


Рис. 8. Интерференционные изображения на выходе второго интерферометра: *a* — вставленная $\lambda/2$ -пластинка обеспечивает распределение функции когерентности в зрачке с более плоским дном, *b* — удаление $\lambda/2$ -пластинки приводит к распределению функции когерентности для одиночного интерферометра

вой пластины внутрь интерферометра Саньяка резко снижает ахроматизм интерференционного коронографа, который без полуволновой пластины первоначально имел идеальные ахроматичные характеристики. Использование ромба Френеля в качестве хорошо ахроматизированной полуволновой пластины незначительно понижает суммарный ахроматизм интерференционного коронографа. В интерферометре Саньяка использованы металлические зеркала, которые являются неидеальными отражателями в видимом диапазоне длин волн. При отражении от металлических зеркал поляризационный вектор приобретает поворот азимута поляризации и фазу одной из компонент поляризационного вектора, приводящие к эллиптичности поляризации. В общем случае азимут и эллиптичность зависят от длины волны света. Световые волны, проходящие через $\lambda/2$ -пластинку в противоположных направлениях, не имеют строго перпендикулярных линейных поляризаций, которые требуются для правильной работы полуволновой пластины и обеспечения фазового сдвига π радиан. Фазовый сдвиг, привносимый даже идеально ахроматизированной $\lambda/2$ -пластинкой, оказывается зависимым от λ и фактически отличается от π радиан. Использование диэлектрических зеркал, которые имеют равные *s*- и *p*-коэффициенты отражения в ограниченной области спектра, может быть одним из решений, но пока металлические зеркала не имеют практической замены в ИК-области спектра.

Для ахроматизации интерференционного коронографа с металлическими зеркалами предложена модификация первого интерферометра ИВС-180°,

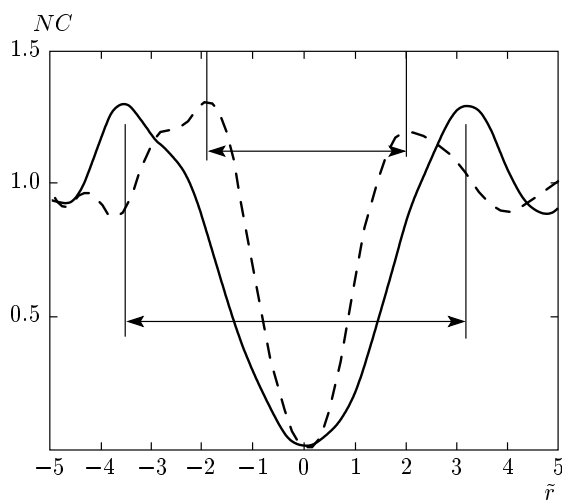


Рис. 9. Наблюдаемые сечения профилей интерференционных картин на выходе второго интерферометра вдоль радиуса \tilde{r} : $NC_{\Sigma^{\pi,\pi}}(\tilde{r}) = NC_1(\tilde{r})$ (штриховая линия), $NC_{\Sigma^{0,\pi}}(\tilde{r}) = NC_{\Sigma}(\tilde{r})$ (сплошная линия)

показанная на рис. 10. В отличие от предыдущей схемы, в модифицированной схеме ахроматизированную полуволновую пластинку — сдвоенный ромб Френеля — устанавливают между первым и вторым светоделителями. Для переключения интерференции с режима темного поля $\Delta\varphi = \pi$ на режим светлого поля $\Delta\varphi = 0$ на выходе первого интерферометра полуволновую пластинку следует повернуть на 45° . Также в модифицированной схеме, кроме переноса полуволновой пластины на другое место, предложено заменить второй диэлектрический светоде-

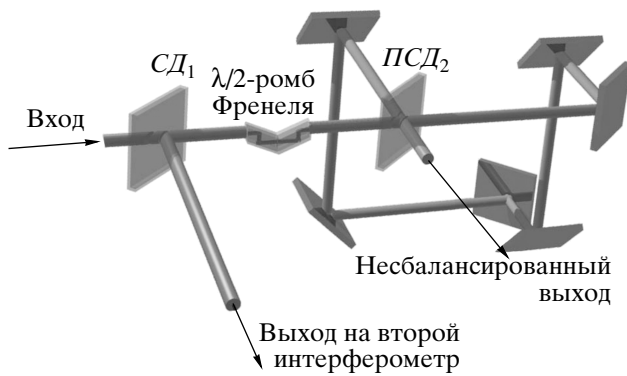


Рис. 10. Модифицированная схема ахроматизированного первого каскада интерферометра ИВС-180°

литель $СД_2$ на диэлектрический поляризационный светоделитель $ПСД_2$. С поляризационным светоделителем $ПСД_2$ пропускание коронографа — уровень полезного сигнала от планеты — существенно увеличится за счет того, что светлый выход первого интерферометра будет сбалансирован и перенаправлен без существенных потерь на второй интерферометр. С обычным неполяризационным светоделителем существенная доля светлого поля режима интерференции была в основном направлена через несбалансированный порт $СД_2$, который показан на рис. 10 стрелкой. Практически не требуется высокое поляризационное качество поляризационного светоделителя $ПСД_2$, характеризуемое экстинкцией $\epsilon = p/s$ — отношением интенсивностей p - и s -компонент. Экстинкция $ПСД_2$ не повлияет существенным образом на коронографический контраст и сказывается только на пропускании коронографа.

6. ПРАКТИЧЕСКАЯ ПРИМЕНИМОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОРОНОГРАФА

Практическое использование метода интерференционной коронографии аннотировано в работе [20] для решения задачи непосредственного наблюдения и исследования экзопланеты «Земного» типа, обращающейся вокруг звезды, что остается по настоящее время технически нерешенной проблемой, так как аппаратные ограничения неидеального телескопа существенно уменьшают коронографический контраст.

Интерференционный коронограф — исторически первый пример практического звездного коронографа, который был продемонстрирован в астрономиче-

ских наблюдениях [9] и который показал неоспоримые преимущества: принципиальный ахроматизм и сверхразрешение относительно других типов звездных коронографов. Однако наряду с указанными преимуществами существовал принципиальный и казавшийся ранее непреодолимым недостаток обобщенного интерференционного коронографа, а именно, недостаточная степень ослабления света от протяженного источника коронографом, так как звезда имеет физически конечный размер и, следовательно, конечную степень когерентности. Поэтому до настоящего времени интерференционный коронограф не рассматривался всерьез для наблюдения экзопланеты «Земного» типа.

Несмотря на то что указанный недостаток теоретически проработан и преодолен в настоящей работе, некоторые приведенные рассуждения, например, допущение о равенстве интенсивностей в разных точках апертуры телескопа: $I_A \approx I_C \approx I$ перед формулой (2) и т. п., относятся к идеальному телескопу, без учета фактически существующих оптических aberrаций телескопа, без учета эффектов дифракции на апертурах и в большей мере без учета вклада турбулентности атмосферы при наземных астрономических наблюдениях. Для устранения фактора турбулентности атмосферы интерференционный коронограф предложен в первую очередь для совмещения с телескопом космического базирования. Но к другим аппаратным погрешностям телескопа: к классическим геометрическим aberrациям и к статистическим aberrациям, обусловленными рассеянием, а также к дифракционным эффектам интерференционный коронограф в той же степени критически чувствителен, как и другие типы звездных коронографов, использующих неинтерференционные принципы: аподизации, фокальные маски и т. п. Поэтому прецизионная компенсация волнового фронта и неоднородностей амплитуды остается существенной проблемой для звездного коронографа.

В стандартном применении система адаптивной оптики (АО) компенсирует только фазу, не компенсируя значительные неоднородности по амплитуде [21]. Системы «ЕАО» (extreme adaptive optics) [22–24] направлены на одновременную компенсацию фазы и амплитуды. Примером такого устройства является интерферометр Майкельсона, где оба зеркала — адаптивные управляемые зеркала, работающие согласованно и осуществляющие сглаживание профилей амплитуды и фазы поля интерференции. Как сообщается в работе [24], коронографический контраст 10^9 , требуемый для видимого диапазона, достижим постановкой двух адап-

тивных зеркал в интерферометр (для ИК-области, $\lambda = 6\text{--}20$ мкм, требуемый контраст составляет 10^6). Другой метод для каскадного исправления фазы и амплитуды волнового поля описан в работе [25], который заключается в применении несбалансированного по амплитуде интерферометра и нуль-интерферометра.

Энергетический сигнал от экзопланеты мал и только угловое рассогласование на пределе разрешения телескопа и чувствительности фотоприемника надежно различает сигнал экзопланеты от фонового источника. Известные поляризационные [26] и спектральные [27] методы, отделяющие сигнал экзопланеты от фонового излучения звезды, применимы более на вторичном этапе при обработке изображения, например, при фильтрации спекл-шума вследствие несбалансированных аберраций «необщего пути» и т. п. Автор надеется на преодоление технических трудностей и практическое применение интерференционного коронографа.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема тандема двух последовательных интерферометров вращательного сдвига ИВС-180° и ИВС-90° для более полного погашения осевого фонового сигнала интерференцией темного поля для решения задачи погашения света звезды с целью наблюдения экзопланеты. Погашаемый осевой источник — звезда — представлен частично пространственно-разрешаемым телескопом протяженным некогерентным источником в форме диска. Приведена теория комплексной степени когерентности, определяющая интерференционный контраст при освещении протяженным источником света. Аналитические выражения подтверждены численным моделированием и качественным экспериментом, показывают возрастание эффективной когерентности и интерференционного контраста в тандеме интерферометров. Безусловно, значительная часть технических решений для практической демонстрации коронографического контраста порядка 10^{10} , которые дополняют этот метод, еще находится в стадии научного поиска. Достоинством данного метода является возможность достижения ахроматического интерференционного контраста порядка 10^{10} , что почти на шесть порядков улучшает теоретический предел интерференционной коронографии при практическом частичном пространственном разрешении протяженного источника $10^{-2}\lambda/D$ (фракцией 0.01 диска Эйри).

Предложенная конфигурация интерферометров общего пути имеет существенную механическую стабильность для режима длительной экспозиции экзопланет. Предложена схема с улучшенными ахроматическими характеристиками для фазового сдвига в первом интерферометре.

Основополагающие принципы ахроматической интерференционной коронографии были развиты группой И. Раббиа из Обсерватории Ниццы и автор благодарен за всестороннюю поддержку и конструктивные замечания. Автор также благодарен Ю. Отани, Ю. Такаки, Т. Танаке, Т. Шиеде и Т. Курокаве из Токийского университета сельского хозяйства и технологий, М. Павловски и М. Такеда из Университета электросвязи, г. Токио, а также Д. Нишикаве, М. Тамуре и Н. Мураками из Национальной 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. O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, and S. T. Ridgway, arXiv:astro-ph/0608506.
2. Y. Rabbia, J. Gay, J.-P. Rivet, and J.-L. Schneider, ESA Special Publication 522 (2003).
3. Jo. T. Trauger and W. A. Traub, *Nature* **446**, 771 (2007).
4. D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clenet, and A. Labeyrie, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 1479 (2000).
5. F. Roddier and C. Roddier, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109**, 815 (1997).
6. C. van der Avoort, A. Mieremet, S. Pereira, and J. Brat, *Proc. SPIE* **5491**, 816 (2004).
7. J. Nishikawa, T. Kotani, N. Murakami, N. Baba, Y. Itoh, and M. Tamura, *Astron. Astrophys.* **435**, 379 (2005).
8. O. Guyon and M. Shao, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 860 (2006).

9. P. Baudoz, J. Gay, and Y. Rabbia, *ASP Conf. Series* **134**, 254 (1998).
10. P. Baudoz, Y. Rabbia, and J. Gay, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 319 (2000).
11. P. Baudoz, A. Boccaletti, Y. Rabbia, and J. Gay, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **117**, 1004 (2004).
12. A. Tavrov, Y. Tanaka, T. Shioda, T. Kurokawa, and M. Takeda, *Proc. SPIE* **5491**, 824 (2004).
13. A. Tavrov, Y. Kobayashi, Y. Tanaka, T. Shioda, Y. Otani, T. Kurokawa, and M. Takeda, *Opt. Lett.* **30**, 2224 (2005).
14. A. Tavrov, Ju. Nishikawa, M. Tamura, L. Abe, K. Yokochi, T. Kurokawa, and M. Takeda, *Appl. Opt.* **46**, 6885 (2007).
15. J. Nishikawa, N. Murakami, L. Abe, T. Kotani, M. Tamura, K. Yokochi, and T. Kurokawa, *Proc. SPIE* **6265**, 62653Q (2006).
16. P. Baudoz, Y. Rabbia, and J. Gay, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 319 (2000).
17. M. Francon and S. Mallick, *Appl. Opt.* **6**, 873 (1967).
18. S. Mallick, *Appl. Opt.* **6**, 1403 (1967).
19. A. B. Тавров, *ЖЭТФ* **134**, 1103 (2008).
20. A. Labeyrie, S. G. Lipson, and P. Nisenson, *An Introduction to Optical Stellar Interferometry*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK (2006), p. 325, in ch. 10.4.
21. E. L. Lago and R. de la Fuente, *Appl. Opt.* **47**, 372 (2008).
22. L. Pueyo, M. G. Littman, J. Kasdin, R. Vanderbei, R. Belikov, and A. Give'on, *Proc. SPIE* **5903**, 59030L (2005).
23. S. B. Shaklan and J. J. Green, *Appl. Opt.* **45**, 5143 (2006).
24. P. Bordé and W. Traub, *Comptes Rendus Physique* **8**, 349 (2007); http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0709/0709.3739v1.pdf.
25. J. Nishikawa, L. Abe, N. Murakami, and T. Kotani, *Astron. Astrophys.* **489**, 1389 (2008).
26. N. Zubko, N. Baba, S. Morisaki, and N. Murakami, *Opt. Express* **15**, 12189 (2007).
27. B. Biller, L. Close, R. Lenzen, W. Brandner, D. McCarthy, E. Nielsen, and M. Hartung, *Proc. SPIE* **5490**, 389 (2004).