

# Ахроматический нуль-интерферометр для звездной коронографии

© А.В. Тавров

Национальная астрономическая обсерватория,

Токио, Япония

e-mail: tavrov@gmx.net

e-mail: alexander.tavrov@nao.ac.jp

(Поступило в Редакцию 22 марта 2008 г.)

Предложен ахроматический интерферометр общего пути для наблюдения слабого внеосевого источника света на фоне яркого осевого источника. Осевой источник и его копия приобретают ахроматический фазовый сдвиг на  $180^\circ$  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 поля внеосевого источника и перенаправляет его с равной интенсивностью по обе стороны светоделителя. Предложенная схема интерферометра общего пути обеспечивает механическую стабильность к внешним воздействиям. Экспериментально показано ослабление фонового сигнала на шесть порядков.

## Введение

Ахроматические оптические 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 — от инфракрасного (ИК) до видимого соответственно. В методе Брэйсвелла [4] интерферометр с длинной базой использует два телескопа для увеличения разрешения. В интерферометре свет от фонового осевого источника (звезды) имеет фазовый сдвиг на  $\pi$  рад и интерферирует в противофазе; одновременно свет внеосевого источника (планеты) интерферирует с другой разностью фаз, так что внеосевой источник ослабляется 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, апподизацию входного зрачка [8], линии задержки [9], ахроматические фазосдвигающие устройства [10] и их комбинации [11].

Нуль-интерферометр устраняет фоновую засветку посредством ахроматической фазовой задержки на  $\pi$  рад и непосредственно решает задачу звездной коронографии [10].

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 интерферометра содержит только плоские зеркала. Разность длин плеч интерферометра необходимо стабилизировать с точностью до тысячных долей длины волны ( $\lambda/1000$ ), 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, которая одновременно привносит ахроматический фазовый сдвиг на  $\pi$  рад для достижения интерференции темного поля и автоматически устраняет чрезмерную чувствительность к механическим воздействиям 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, а также свет внеосевого источника в отношении 50%/50%, перенаправляя указанную энергию по разные стороны светоделителя — „светлый“ и „темный“ порты интерферометра. „Светлый“ порт интерферометра содержит энергию как осевого источника света (100%), так и внеосевого источника (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.

## 1. 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 для случая осевого источника, обозначенного звездочкой. Нуль-интерферометр привносит разность фаз, равную  $\pi$  рад, обусловленную эффектом геометрической фазы. Темное поле интерференции перенаправлено на „темный“ выход нуль-интерферометра. Нуль-интерферометр реализован по схеме интерферометра вращательного сдвига (ИВС) [15,16]. ИВС — это дифференциальный интерфе-

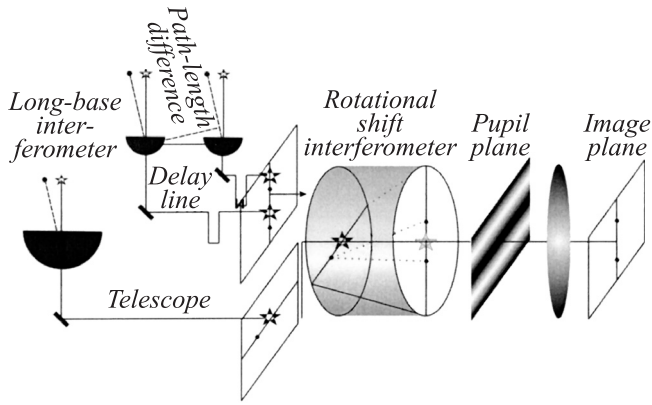


Рис. 1. Принцип ослабления фонового осевого сигнала.

рометр 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, сцентрированной с оптической осью 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 достаточную для фоторегистрации интенсивность.

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 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

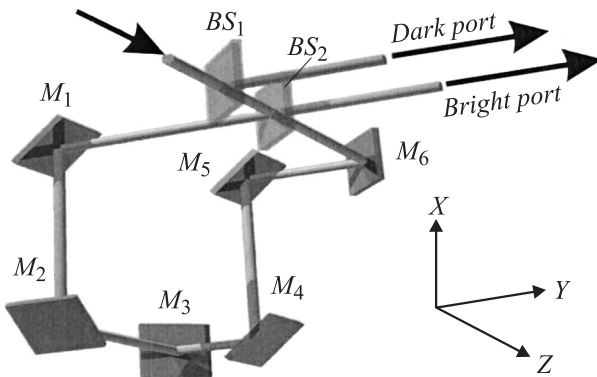


Рис. 2. Оптическая схема неплоского нуля-интерферометра.

часовой стрелке) и на азимут  $-90^\circ$  при распространении волны в обратном направлении (против часовой стрелки). Оптическая схема интерферометра содержит шесть последовательных плоских зеркал, обозначенных  $M_1-M_6$ , и два светоделителя  $BS_1$  и  $BS_2$ . Главные лучи, показанные на рис. 2, направлены вдоль плеч интерферометра. Например, первое плечо интерферометра составлено из оптических элементов  $BS_1-BS_2-M_1-M_2-M_3-M_4-M_5-M_6-BS_2-BS_1$ ; второе плечо составляют те же оптические элементы, установленные в обратной последовательности:  $BS_1-BS_2-M_6-M_5-M_4-M_3-M_2-M_1-BS_2-BS_1$ .

Зеркала  $M_1-M_6$  переотражают главный луч вдоль орт трехмерного пространства вдоль трех граней куба. Параллельная  $p$ - и нормальная  $s$ -плоскости отражения зеркал  $M_1-M_6$  и светоделителя  $BS_2$  обуславливают повороты поляризации и изображения на  $+90^\circ$  при прохождении световой волны вдоль первого и второго интерференционных плеч [18].

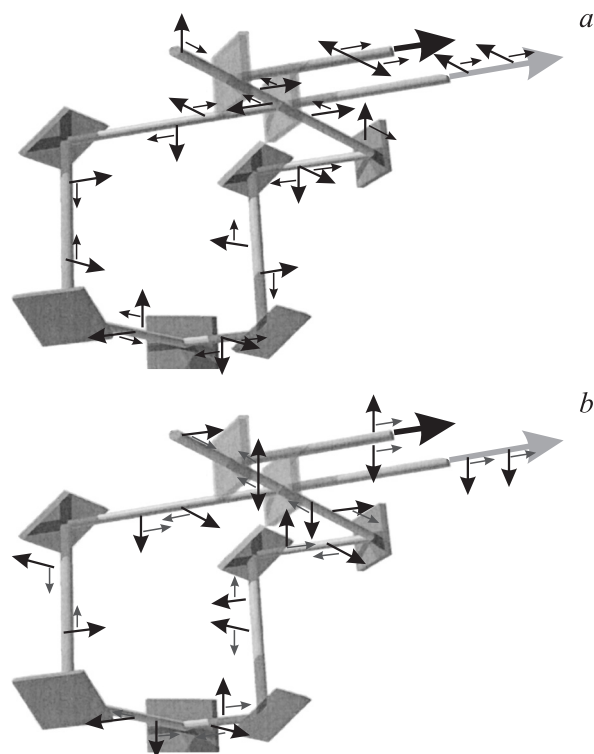
Две волны, прошедшие через интерферометр в противоположных направлениях, приобретают взаимный геометрический поворот изображений на  $180^\circ$ . Направление колебаний электрического вектора световой волны повторяет поворот изображения, например в случае диэлектрических зеркал с равными коэффициентами отражений  $p$  и  $s$ . Геометрический поворот плоскости колебаний электрического вектора на  $180^\circ$  обуславливает фазовый сдвиг на  $\pi$  rad, требуемый для интерференции темного поля. Деструктивная интерференция, содержащая темное поле, локализована со стороны грани светоделителя  $BS_2$ , обращенной в боковом направлении к входному лучу (рис. 3).

Другой выход интерферометра — светлый порт — находится с другой стороны светоделителя  $BS_2$ , обращенной противоположно ходу падающего луча. Светоделитель  $BS_2$  разделяет светлое и темное поля интерференции, что согласуется с законом сохранения энергии: локализация темной полосы по одну сторону светоделителя соответствует локализации светлой полосы по другую сторону светоделителя.

Для несимметричного светоделителя, например полупрозрачной пластинки, поворот электрического вектора образует светлое поле при отражении от внутренней грани светоделителя и происходит на границе, обращенной от материала с большей оптической плотностью к материалу с меньшей плотностью.

Поворот вектора электрического поля образует темное поле при отражении от внешней грани светоделителя на материальной границе от менее плотного к более плотному, что и объясняет различные ориентации вектора электрического поля, распространяющегося по общему пути вдоль плеч интерферометра [19].

Для полностью симметричного светоделителя, например идеального светоделительного куба, при отражении происходит сдвиг фазы на  $\pi/2$  rad и поля на выходе интерферометра оказываются сдвинутыми по фазе на  $2\pi/2 = \pi$  rad.



**Рис. 3.** Локализация темного и светлого полей по разные стороны светоделителя в двух входных поляризациях: *a* — вертикальной и *b* — горизонтальной.

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 полем деструктивной интерференции.

Для наблюдения „темного“ выхода предусмотрен светоделитель  $BS_1$ . Конструктивно  $BS_1$  выполнен в виде широкополосного поляризационного светоделительного кубика для видимого диапазона длин волн. Через светоделитель  $BS_1$  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  $BS_1$ . Далее без существенных потерь результат интерференции перенаправляется 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 и на светоделителе 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. Достаточно близкий к оптической оси внеосевой источник образует малый наклон волнового вектора к оси интерферометра, и две ФРТ имеют малый боковой сдвиг внутри главного максимума (лепестка) ФРТ. Слабо разрешимый источник и его ахроматическая копия интерферируют в противофазе, погашая друг друга лишь частично из-за бокового сдвига ФРТ. Данный режим нуль-интерферометра рассмотрен детально в работе [2] для схемы обобщенного интерференционного коронографа, где 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.

Предложенный в настоящей работе нуль-интерферометр общего пути эффективен для ослабления излучения с линейной поляризацией с азимутом, ориентированным под углом  $45^\circ$  к ребру интерферометра. Ограничения по ширине спектрального диапазона зануляемого излучения определяется только окном пропускания материала светоделителей. Хроматические характеристики металлических зеркал и светоделительных покрытий полностью скомпенсированы. Компенсация хроматизма является уникальной характеристикой предложенного метода, которая позволяет производить измерения внеосевого источника в наиболее широком диапазоне длин, технически возможном по настоящее время.

Нуль-контраст зависит от размера источника и демонстрирует следующие значения для нескольких практических размеров источника:

$$NC \{0.006(\lambda/D)\} \approx 10^{-5}, \quad (1, a)$$

$$NC \{0.002(\lambda/D)\} \approx 10^{-6}. \quad (1, b)$$

Выражения (1, *a*) и (1, *b*) соответствуют теоретическим пределам ослабления сигнала для угловых размеров звезд  $1.2 \cdot 10^{-3}$  и  $0.4 \cdot 10^{-3}$ ”, наблюдаемых посредством телескопа с апертурой диаметром 1 m на длине волны  $1 \mu\text{m}$ .

Оптические измерения в практических условиях с протяженным источником, при конечных значениях точности установки поляризации, реальных поверхностях зеркал с остаточной микрошероховатостью, конечной точностью юстировки и т.п. приводят к фактическому нуль-контрасту ниже теоретического значения.

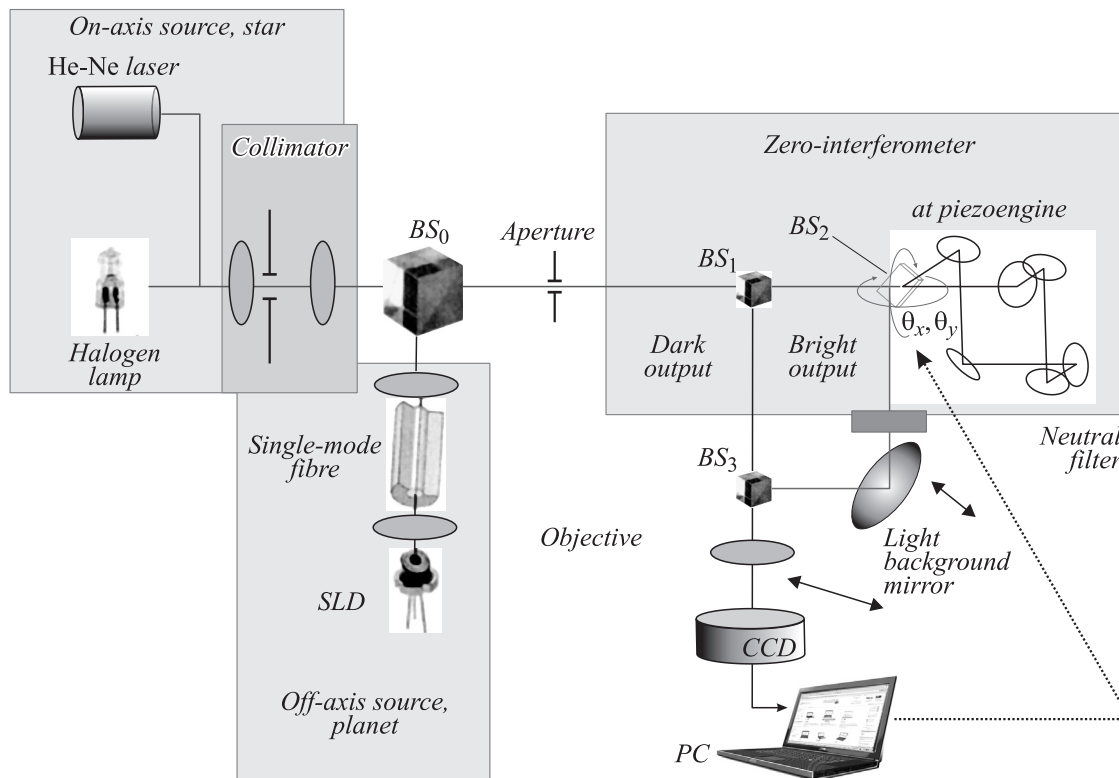


Рис. 4. Блок-схема эксперимента.

## 2. Лабораторный макет и лабораторные эксперименты

Для демонстрации эффекта ахроматического зануления широкополосного излучения осевого источника с помощью предложенного нуль-интерферометра и для измерения его характеристик, особенностей зануления простым экспериментом был сконструирован экспериментальный образец интерферометра. Оптическая блок-схема эксперимента приведена на рис. 4.

Использовали два независимых источника света: галогеновую лампу белого цвета и суперлюминесцентный светодиод (SLD), которые соответственно были установлены соосно с осью интерферометра и с небольшим наклоном к ней. Коллимированные пучки от двух источников света складывали посредством светоделителя  $BS_0$ .

Измеренные спектральные распределения излучений галогеновой лампы и суперлюминесцентного диода приведены на рис. 5.

Излучение галогеновой лампы (прошедшее через колбу стекла) имеет эффективную ширину гауссова 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 суперлюми-

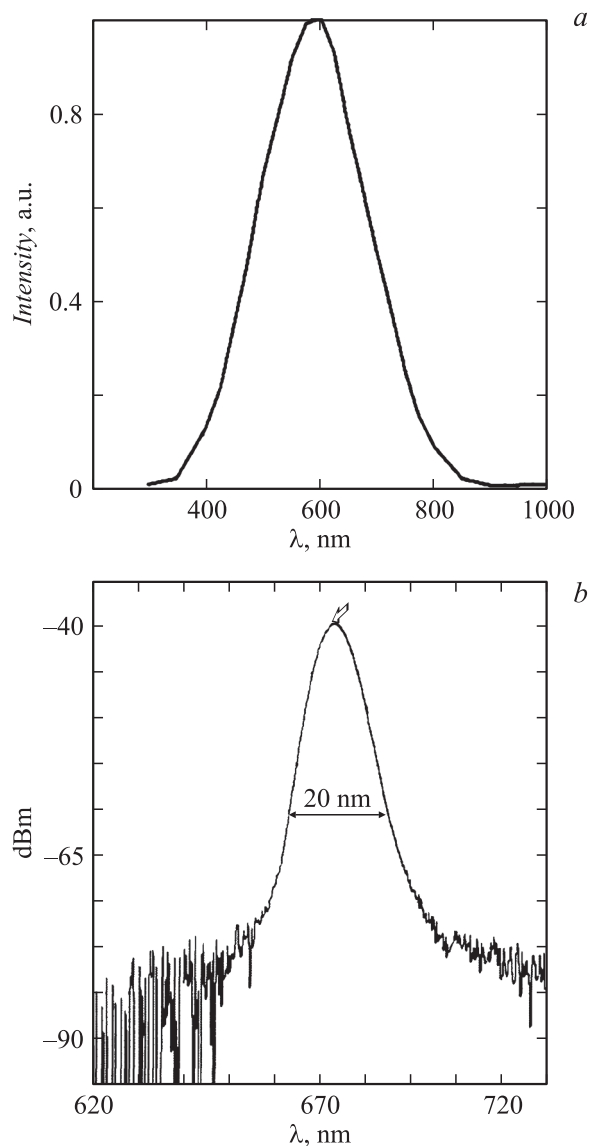
несцентного диода пропускали через одномодовое волокно, после которого получали практически полностью пространственно-когерентный свет. Широкополосное излучение галогеновой лампы посредством конденсорной линзы собирали на диафрагме, которую помещали в фокусе коллиматора — ахроматической линзы.

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 ненулевым интерференционным контрастом, эффективный угловой размер осевого источника приблизительно равнялся  $12''$ ; использовали диафрагму с диаметром  $20 \mu\text{m}$  и коллиматор с фокусным расстоянием 6 мм.

Для последующего достижения нуль-контраста осевого источника  $NC \approx 10^{-3}$  в белом свете был установлен угловой размер источника  $10''$  диафрагмой диаметром  $5 \mu\text{m}$  и коллиматором с фокусным расстоянием 100 мм. Угловой размер такого источника, выраженный в единицах Эйри радиуса  $[\approx \lambda/D]$ , был равен  $\Theta \approx 0.02(\lambda/D)$  при наблюдении на центральной длине волны  $\lambda \approx 0.6 \mu\text{m}$  через ограничивающую диафрагму  $D = 0.2 \text{ mm}$ . Изучение аппаратных ограничений по ослаблению сигнала проводили с пространственно-когерентным светом одномодового лазера He–Ne.

Показанная на рис. 4 ограничивающая диафрагма, совмещенная со зрачком, выполняет роль апертурной диафрагмы. При ее боковом перемещении в поперечном



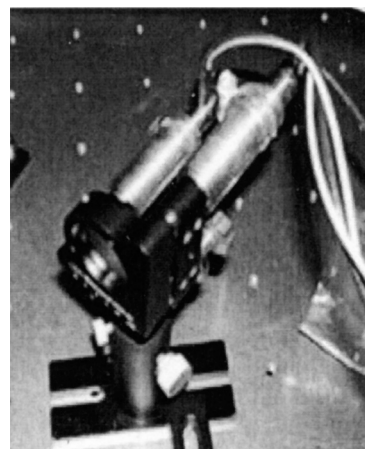


**Рис. 5.** Экспериментальные спектральные характеристики: *a* — галогеновой лампы белого света, *b* — суперлюминесцентного диода.

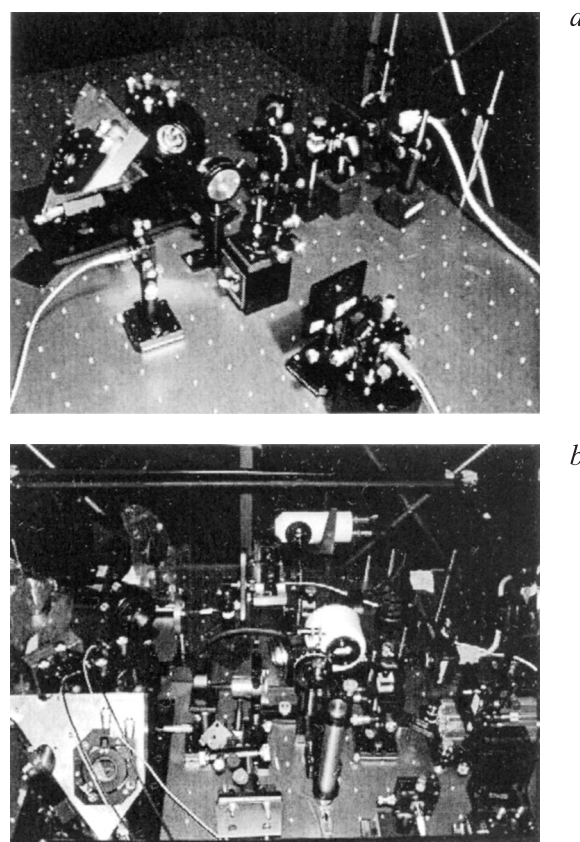
направлении производили предварительную центровку оптической оси интерферометра относительно оси коллимированного источника. Для прецизионного контроля наклона оси интерферометра светоделитель  $BS_2$  был установлен на пьезодвигателях, реализующих механический угловой наклон по осям  $\Theta_x$  и  $\Theta_y$ . Позднее наклон производили внешним зеркалом, установленным в держателе с угловой настройкой за счет пьезокерамических двигателей. Изображение устройства прецизионной юстировки зеркала приведено на рис. 6.

В эксперименте ослабленный сигнал за счет деструктивной интерференции с „темного“ выхода интерферометра сравнивали с опорным сигналом, полученным со „светлого“ выхода интерферометра. „Светлый“ выход интерферометра содержал аттенуатор — калиброванный нейтральный фильтр. Два оптических сигнала, полу-

ченных с „темного“ и „светлого“ портов, совмещали для их одновременной регистрации с небольшим боковым рассогласованием в поле фотоприемного устройства ПЗС-камеры с помощью зеркала и светоделителя  $BS_3$ , показанных на рис. 4. Перед ПЗС-камерой устанавливали объектив или оптическую систему для изображения зрачка. В последнем случае полевая диафрагма — фильтр Лио (Lyot stop), установленный в плоскости, оптически сопряженной с плоскостью зрачка, затемнял



**Рис. 6.** Фотография держателя зеркала, управляемого по углам  $\Theta_x$  и  $\Theta_y$  пьезокерамическими двигателями.



**Рис. 7.** Фотографии упрощенной (*a*) и многофункциональной (*b*) экспериментальных установок.

примерно 10–20% диаметра зрачка для уменьшения дифракционных краевых эффектов. Также фильтр Лию компенсировал неточности бокового совмещения осей источника и интерферометра.

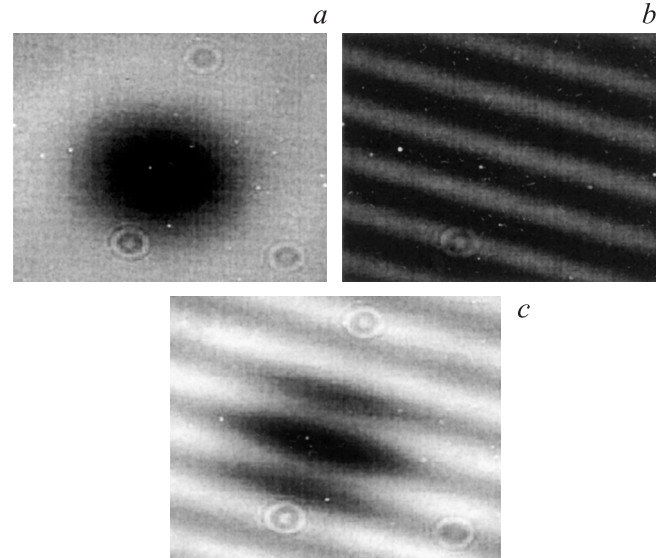
Более подробно функции отдельных элементов оптической системы описаны при постановке конкретного эксперимента. Оптические элементы, установленные на подвижных держателях для ввода и вывода в оптическую схему, обозначены символом „↔“ на рис. 4. Изображения экспериментальной установки в упрощенной и в многофункциональной модификациях приведены на рис. 7.

## 2.1. Визуализация области когерентности

Ахроматический нуль-интерферометр установлен в пространстве зрачка оптической системы (рис. 4). Первоначально ПЗС-камера без объектива была установлена непосредственно за „темным выходом“ нуль-интерферометра для наблюдения дифракционного изображения зрачка. „Светлый выход“ нуль-интерферометра был перекрыт, зеркало, изображенное на рис. 4, было отклонено. Источники света: осевой — галогеновая лампа и внеосевой — суперлюминесцентный диод — были совмещены в плоскости зрачка посредством светоделителя  $BS_0$ .

На рис. 8 приведены соответствующие интерференционные изображения, которые легко отождествить непосредственно с каждым источником. На рис. 8, *a* кольцеобразная центральная полоса интерференции обусловлена осевым протяженным источником. Действительно, при этом была включена только галогеновая лампа. На рис. 8, *b* прямолинейные интерференционные полосы с большей частотой соответствуют внеосевому источнику света, имеющему наклон к оптической оси  $\approx 12''$ . Идентификация полос также подтверждается электрическим включением только суперлюминесцентного диода.

На рис. 8, *c* представлена картина интерференции при одновременном включении двух источников: осевого и внеосевого. Оба изображения показывают локализацию темных интерференционных полос в центре, соответствующем геометрическому положению оси нуль-интерферометра. Рис. 8, *c* иллюстрирует принцип действия ахроматического интерференционного коронографа, ослабляющего свет осевого источника для детектирования на его ослабленном фоне света внеосевого источника. Действительно, локализация полос интерференции существенно различается 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 осевого источника. На рис. 8, *c* остаточный не полностью ослабленный свет осевого источника вызван недостаточной пространственной когерентностью осевого источника — слабой коллимацией. В случае практического астрономического наблюдения звезды в качестве



**Рис. 8.** Интерференционные картины, наблюдаемые в плоскости зрачка. *a* — интерференция протяженного осевого источника, *b* — интерференция точечного внеосевого источника, *c* — совмещение двух интерференционных картин.

осевого источника радиус центральной круговой темной полосы интерференции существенно увеличивается из-за возросшей пространственной когерентности звезды, и фон за счет деструктивной интерференции становится практически темным. В планируемых астрономических наблюдениях размер звезды солнечного типа имеет угловой размер несколько угловых миллисекунд, в то время как эффективный размер источника коллимированной галогеновой лампы в макетном эксперименте был  $\approx 12''$ .

Поведение интерференционного контраста  $C$  — функции видности интерференционных полос — совпадает с классическим [20] описанием с использованием функций Бесселя первого рода первого порядка  $J_1$ :

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

где  $r' = 2\pi r\theta / \lambda$  — оптическая координата,  $\theta$  — угловой размер источника.

Размер области когерентности (его диаметр  $D_{\text{coherence}}$ ) соответствует теории дифрактометрии [20] с поправкой на дифракционное распространение оптической волны:

$$D_{\text{coherence}} \approx 3.83\lambda_0 F / (d\pi) + 2L\lambda_0 D, \quad (3)$$

где  $F$  — фокусное расстояние коллиматора,  $d$  — диаметр диафрагмы, определяющий линейный размер источника,  $\lambda_0$  — центральная длина волны,  $L$  — расстояние от плоскости коллиматора до плоскости детектора,  $D$  — диаметр коллиматора. В формуле (3) первое слагаемое описывает латеральный размер области когерентности в плоскости коллиматора, а второе слагаемое соответствует дифракционной расходимости луча в пространстве от коллиматора до детектора (ПЗС-камеры).

## 2.2. Ахроматическое зануление в плоскости изображения

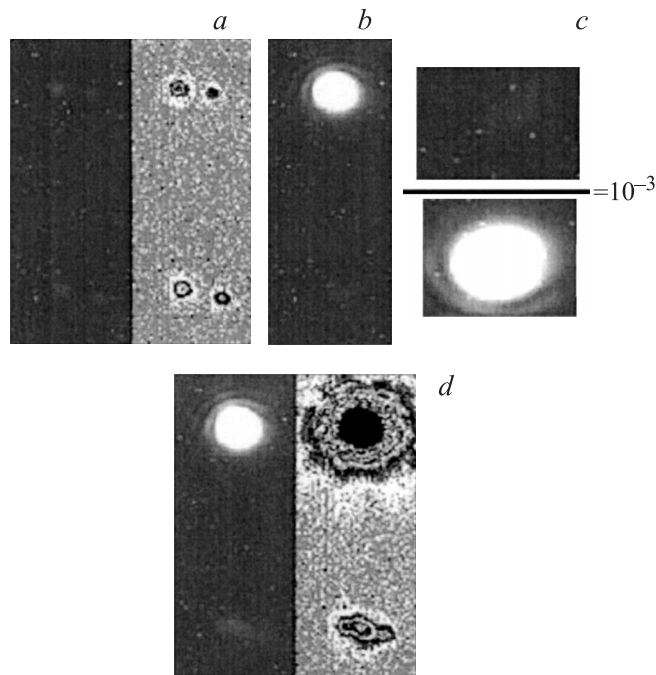
Для увеличения пространственной когерентности эффективный размер источника был уменьшен приблизительно до углового размера  $10''$ , что соответствовало приблизительно  $0.02\lambda/D$ . Тогда наблюдаемый диаметр области когерентности достигал приблизительно 16 мм и превышал линейный размер чипа ПЗС-камеры, равного  $1/3'' \approx 8.47$  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  $BS_2$  (рис. 4) и перенаправлены с помощью дополнительного светоделителя  $BS_3$  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 от смещенного вниз „темного“ поля. Элементы оптической схемы: „зеркало“ и „объектив“, показанные на рис. 4, были включены в схему эксперимента.

Согласно закону сохранения энергии, сигналы темного и светлого выходов интерферометра наблюдали комплиментарными — дополняющими друг друга: при деструктивной интерференции на темном выходе наблюдали конструктивную интерференцию на светлом выходе. При чередующихся полосах интерференции, соответствующих внеосевому источнику, или при уменьшении когерентности сигналы становились равными на двух выходах интерферометра. Поэтому наблюдаемый светлый выход был использован в качестве опорного сигнала, с которым и производили сравнение ослабленного сигнала.

На изображении (рис. 9, *a*) электрически был включен только внеосевой источник, парное изображение которого наблюдали на двух выходах интерферометра: „светлом“ вверху и „темном“ внизу. Интенсивность каждого элемента пары приблизительно равна одной четвертой суммарной мощности внеосевого источника, каждый элемент геометрически расположен симметрично относительно оптической оси интерферометра. Интенсивность внеосевого источника устанавливали на три порядка ниже, чем интенсивность осевого источника для визуализации нуль-контраста.

На рис. 9, *b* электрически был включен только осевой источник белого света — коллимированная галогеновая лампа. Интенсивность осевого источника и время экспозиции ПЗС-камеры были согласованы так, чтобы не превысить динамический диапазон ПЗС-камеры. В верхней половине поля зрения — в области „светлого“ вы-



**Рис. 9.** Ахроматическое зануление. *a* — электрически включен только внеосевой источник, *b* — электрически включен только осевой источник, *c* — цифровое сравнение темного и светлого полей осевого источника, *d* — электрическое включение двух источников: осевого и внеосевого.

хода — наблюдают излучение осевого источника. Внизу поля зрения детектируют слабый уровень остаточного сигнала — незануленного осевого источника.

Для экспериментального измерения контраста зануления „NC“ на рис. 9, *c* показаны для сравнения равные по размеру области изображения „светлого“ и „темного“ полей. Оцифрованный сигнал фотоотсчетов в каждой точке суммировали и вычисляли интегральную интенсивность полей. Их отношение составляет  $\sim 1000$ , что соответствует оценке предельного теоретического зануления, ограниченного эффективным угловым размером  $\approx 0.02\lambda/D$  протяженного осевого источника.

На рис. 9, *d* 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, что свидетельствует о полном ахроматизме зануления. Время экспозиции ПЗС-камеры было около 4 с, что показывает механическую стабильность нуль-интерферометра.



### 2.3. Зануление пространственно когерентного света He–Ne-лазера

Эксперименты по занулению лазерного источника света имели цель практического изучения предельного ослабления света. Так как фактор недостаточной пространственной когерентности был устранен использованием лазерного излучения, изучали другие аппаратные факторы, ограничивающие контраст ослабления осевого сигнала.

#### 2.3.1. Зануление в пространстве зрачка

Как и в предыдущем случае (разд. 2.2), для сравнения интенсивностей „светлого“ и „темного“ выходов интерферометра их сигналы были совмещены в плоскости ПЗС-камеры с небольшим вертикальным сдвигом. Для одновременного сравнения значений интенсивности с разницей, изначально превышающей динамический диапазон ПЗС-камеры ( $\approx 10^3$ ), излучение „светлого“ выхода интерферометра ослабляли калибровочным нейтральным фильтром. Для прецизионной юстировки нуля интерферометра соосно с осью источника использовали пьезокерамические двигатели для наклона светоделителя  $BS_1$  (или позднее внешнего зеркала, не показанного на рис. 4).

На рис. 10 приведены изображения, сопряженные с плоскостью зрачка, „темный“ выход нуля-интерферометра расположен в нижней половине ПЗС, в то время как „светлый“ выход приведен в верхней половине камеры. „Темный“ выход интерферометра содержит контрастное спекл-поле. „Светлый“ выход интерферометра содержит более однородное распределение интенсивности. Излучение со „светлого“ выхода было ослаблено нейтральным фильтром приблизительно в  $2 \cdot 10^{-4}$  раза.

Ахроматический интерференционный коронограф (АИК) имеет следующее свойство симметрии изображения: если падающий луч на входе нуля-интерферометра содержит амплитудное или фазовое изображение, то идеальный АИК складывает два одинаковых изображения, развернутых на  $180^\circ$  друг относительно друга. На выходе идеального АИК наблюдают абсолютно симметричные изображения относительно оси нуля-интерферометра — оси симметрии. Реальный АИК состоит из системы последовательных зеркал, которые обеспечивают геометрический поворот изображения и электрического вектора. Локальные области изображения фактически отражаются от разных участков зеркал. Если принять во внимание остаточную микрошероховатость зеркал, то в результате отражения от микрорельефа (или рассеяния на нем) идеальная плоская волна на входе даст несимметричное изображение на выходе, из-за того что две волны, распространяющиеся в противоположном направлении, не имеют строго общего пути. Микрошероховатость создаст некоторую разность фаз с пространственным распределением — абберацию, в результате чего интерферирующие

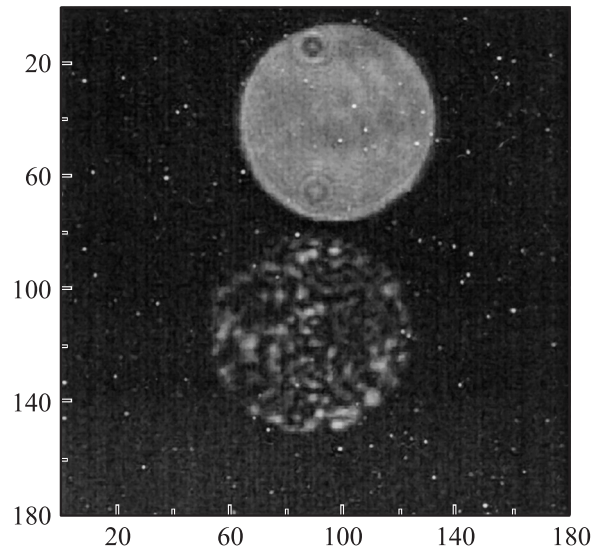


Рис. 10. Светлое (вверху) и темное (внизу) поля интерференции. Светлое поле показано ослабленным в  $2 \cdot 10^{-4}$  раза.

волновые фронты вследствие их взаимного поворота будут складываться с неодинаковыми абберациями.

Несимметричное спекл-поле обусловлено остаточным микрорельефом — микрошероховатостью зеркал. Для достижения нуля-контраста  $10^{-6}$  микрошероховатость не должна превышать максимального значения  $\lambda/3000$  PV (peak-to-value). На практике это требование трудно достижимо, учитывая то, что вошедший в интерферометр волновой фронт отражается более чем от 16 оптических поверхностей — удвоенного количества плоскостей при распространении луча в двух противоположных направлениях.

В эксперименте на рис. 10 было получено максимальное значение интерференционного контраста около  $(1-2) \cdot 10^{-4}$ . Тогда среднеквадратический нуля-контраст ( $rms$ ), усредненный по плоскости зрачка, имел значение  $NC_{rms} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ , что показывает среднеквадратическое значение микрорельефа поверхности волнового фронта  $\delta_{rms} \approx \lambda/400$  на  $\lambda = 630$  nm. Оценка  $\lambda/400$  равна примерно половине всех аббераций волнового фронта, присутствующих в системе АИК, из-за того, что симметричные компоненты аббераций эффективно устраняются АИК, и они составляют примерно половину всех аббераций.

На рис. 10 наблюдают практически несимметричное спекл-поле. Более строгий анализ симметричных и несимметричных компонент спекл-поля приведен в работе [21]. Наблюдаемое спекл-поле обусловлено остаточными модуляциями волнового фронта внутри нуля-интерферометра.

Распределение волнового фронта в плоскости зрачка имеет существенное значение для интерферометра с длинной базой. Для коронографа, который регистрирует фотоэлектрический сигнал в плоскости изображения и который нацелен на детектирование внеосевого источника в локальной области изображения, существенное



значение приобретает пространственное распределение спекл-поля в зависимости от удаления от осевого источника. Для изучения распределения спекл-поля в плоскости изображения по полю зрачка необходимо знать не только распределение интенсивности, но и фазовое распределение. Чтобы упростить задачу и исключить прецизионное измерение волнового фронта в плоскости зрачка, в эксперименте непосредственно перешли к измерению интенсивности спекл-поля в плоскости изображения, устанавливая фокусирующую линзу и переместив ПЗС-камеру в плоскость изображения.

### 2.3.2. Зануление в плоскости изображения

В плоскости изображения на длине волны  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  нуль-интерферометр показывал ослабленный сигнал, составляющий приблизительно  $6.5 \cdot 10^{-6}$  от пикового уровня, как показано на рис. 11. Для проведения этих измерений, так же как и в предыдущих экспериментах, два выхода интерферометра были одновременно направлены на ПЗС-камеру с некоторым линейным сдвигом: „светлый“ выход интерферометра

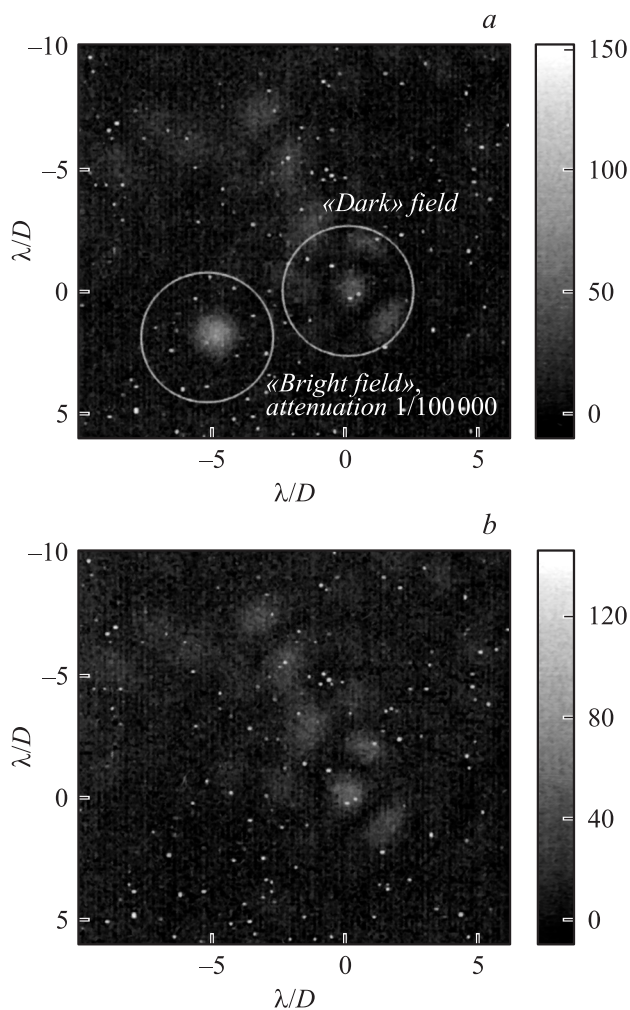


Рис. 11. Зануление в плоскости изображения. *a* — „светлый“ и „темный“ сигналы, *b* — только темный сигнал.

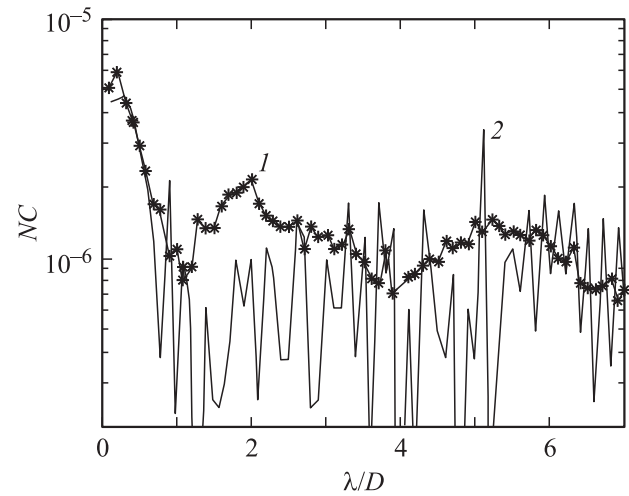


Рис. 12. Профили интенсивности „темного“ выхода интерферометра. 1 — усредненный профиль по всем радиальным сечениям, 2 — неусредненное сечение.

показан снизу слева, „темный“ выход интерферометра показан сверху справа. Сигнал „светлого“ выхода был ослаблен нейтральным фильтром в  $10^5$  раз. Сигнал „светлого“ выхода принимали за опорный сигнал и его ослабляли нейтральным фильтром в  $10^5$  раз. Для сравнения при экспозиции на рис. 11, *b* „светлый“ выход интерферометра был закрыт заслонкой и изображение полностью повторяло сигнал „темного“ выхода на рис. 11, *a*, которое состоит из остаточного спекл-поля, обусловленного аппаратными погрешностями нуль-интерферометра.

На рис. 12 показаны линейные сечения картин интенсивностей „темного“ выхода интерферометра. Сплошная линия соответствует сечению в горизонтальном направлении, проведенном из геометрического центра — положения оси нуль-интерферометра — максимума сигнала „темного“ выхода. Штриховая линия соответствует сечению, полученному усреднением по всем радиальным сечениям с началом в центре, совмещенным с положением оси нуль-интерферометра. Усредненное сечение демонстрирует ослабление когерентного сигнала ниже уровня  $10^{-6}$  с угловым положением источника  $\lambda/D$ , что является сегодня рекордным результатом без коррекции волнового фронта. Для этих измерений зрачок оптической системы был оптически сопряжен с плоскостью, где устанавливали фильтр Лио, далее производили фокусировку в плоскость изображения, где производили фоторегистрацию сигнала.

## Выводы

Предложен новый трехмерный интерферометр общего пути для ахроматического зануления в задачах звездной коронографии: погашения осевого источника света (звезды) для наблюдения внеосевого источника (планеты).

Поставленный лабораторный эксперимент продемонстрировал ахроматическое ослабление осевого сигнала с нуль-контрастом  $10^{-3}$  в видимом спектральном диапазоне шириной 300 nm. При освещении когерентным лазерным светом в эксперименте продемонстрирован нуль-контраст  $10^{-6}$  на угловом положении  $\lambda/D$  и обсуждены дальнейшие технические ограничения и практические возможности улучшения нуль-контраста. Метод нуль-интерферометрии в существующей реализации может быть непосредственно применен в ИК-диапазоне, где требование нуль-контраста составляет  $10^{-6}$ .

Основопологающие принципы АИК были развиты группой И. Раббия из обсерватории города Ниццы и автор благодарен за всестороннюю поддержку и конструктивные замечания. Автор также благодарен японским коллегам Ю. Отани, Ю. Такаки, Т. Танаке, Т. Шиде, Т. Курокаве из Токийского университета сельского хозяйства и технологий, М. Павловски и М. Такеда из Университета электросвязи, г. Токио, а также коллегам из Национальной астрономической обсерватории: Д. Нишикаве, М. Тамуре и Н. Мураками за внимание, обсуждения и помощь.

Часть работы финансировалась из гранта N 18656018, JSPS и программ „Наноматериалы“ и „COE“.

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“ в Москве (1997 г.).

## Список литературы

- [1] Serabyn E., Wallace J.K., Hardy G.J., Schmidlin E.G.H., Nguyen H.T. // Appl. Optics. 1999. Vol. 38. P. 7128.
- [2] Baudoz P., Rabbia Y., Gay J. // Astron. Astrophys. Sup. 2000. Vol. 141. P. 319–329.
- [3] Baba N., Murakami N., Ishigaki T. // Opt. Lett. 2001. Vol. 26. P. 1167.
- [4] Bracewell R.N. // Nature. 1978. Vol. 274. P. 780.
- [5] Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clenet Y., Labeyrie A. // Publ. Astron. Soc. Pac. 2000. Vol. 112. P. 1479–1486.
- [6] Roddier F., Roddier C. // Publ. Astron. Soc. Pac. 1997. Vol. 109. P. 815–820.
- [7] Tamura M., Hodapp K., Takami H. et al. // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6269. P. 62690V.
- [8] Guyon O., Pluzhnik E., Galicher R., Martinache F. // Astrophys. J. 2005. Vol. 622. P. 744–758.
- [9] Van der Avoort C., Mieremet A., Pereira S., Braat J. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5491. P. 816.
- [10] Rabbia Y., Gay J., Bascou E., Schneider J.L. Contract 14398/00/NL/MV report. (European Space Research and Technology Centre. Noordwijk, Holland, 2001.)
- [11] Nishikawa J., Kotani T., Murakami N., Baba N., Itoh Y., Tamura M. // Astron. Astrophys. 2005. Vol. 435. P. 379–384.
- [12] Baudoz P., Rabbia Y., Gay J., Burg R., Petro L., Bely P., Fleury B., Madec P.-Y., Charbonnier F. // Astron. Astrophys. Sup. 2000. Vol. 145. P. 341–350.

- [13] Tavrov A., Tanaka Y., Shioda T., Kurokawa T., Takeda V. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5491. P. 824.
- [14] Tavrov A., Kobayashi Y., Tanaka Y., Shioda T., Otani Y., Kurokawa T., Takeda M. // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. P. 2224.
- [15] Serabyn E., Wallace J.K., Hardy G.J., Schmidlin E.G.H., Nguyen H.T. // Appl. Optics. 1999. Vol. 38. P. 7128.
- [16] Scholl M.S., Paez G. // Infrared Phys. Techn. 1999. Vol. 40. P. 357.
- [17] Hariharan P. // Handbook of Optics 2 / Ed. by Bass M. N.Y.: McGraw-Hill, 1995.
- [18] Tavrov A., Miyamoto Y., Kawabata T., Takeda M., Andreiev V. // JOSA A. 2000. Vol. 17. N 1. P. 154.
- [19] Hecht E. Optics. Amsterdam: Addison-Wesley, 1995.
- [20] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.
- [21] Boccaletti A., Riaud P., Rouan D. // Pub. Astron. Soc. Pac. 2002. Vol. 114. P. 132–136.