

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 520.234.7

СОПРЯЖЕНИЕ ЗВЕЗДНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С АСТРОНОМИЧЕСКИМ ТЕЛЕСКОПОМ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ФАЗИРОВАНИЯ ПРИ АПЕРТУРНОМ СИНТЕЗЕ

© 2008 г. А. Г. Серегин*, канд. техн. наук; А. П. Смирнов**, канд. физ.-мат. наук; Д. А. Серегин***;

А. В. Багров****, доктор физ.-мат. наук

* НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: alexgseregin@mail.ru

** Государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

*** Научно-проектный центр оптико-электронных комплексов наблюдения, филиал ЦНИИ “Комета”, Санкт-Петербург

E-mail: seregin.dmitriy@gmail.com

**** Институт астрономии РАН, Москва

E-mail: abagrov@inasan.ru

Рассмотрен вариант звездного интерферометра с главными зеркалами приемных телескопов разного диаметра. Малый телескоп служит опорным каналом для астрономического телескопа большого диаметра. В модифицированной схеме сопряжены выходные зрачки каналов и интерференционная картина наблюдается по всему зрачку. Показано, что в этом случае применима методика расширения динамического диапазона регистрации нулевой разности хода в белом свете с помощью муара в спектральной интерференционной картине.

Коды OCIS: 230.0230, 120.3180, 120.6200, 350.6090.

Поступила в редакцию 22.10.2007.

Введение

Перед системами адаптивной оптики следующего поколения стоят серьезные технические задачи, которые связаны с возрастающим размером проектируемых будущих чрезвычайно больших телескопов. Фактически эти средства обслуживания будут оборудованы сегментированными зеркалами подобно нескольким существующим наземным типа Keck 1 и Keck 2, Gran Telescopio Canarias или Космическому телескопу Джеймса Вебба. Для таких крупномасштабных зеркальных поверхностей особую важность имеет задача, состоящая в том, чтобы точно оценить поршневые ошибки каждого сегмента гигантского зеркала и фазировать их в пределах разумного промежутка времени.

В качестве датчика волнового фронта для таких астрономических телескопов недавно предложен так называемый “телескоп-интерферометр” (ТИ). Основная идея предложения принадлежит Франсуа Гено. Она состоит в объединении главного зрачка

телескопа с вторичным зрачком, образующим внеосевое опорное плечо интерферометра [1]. Предъявляемые требования к вторичному зрачку включают необходимость отсутствия в опорном пучке волновых аберраций, связанных с разъюстировками его элементов. Диаметр вторичного зрачка должен быть существенно меньше главного зрачка телескопа и удовлетворять условию изопланатизма. Недостатком предложенного решения является несогласованность выходных апертур основного и опорного каналов интерферометра. В результате такой несогласованности на распределение функции рассеяния точки (ФРТ) основного телескопа с большим апертурным углом в общей фокальной плоскости накладывается распределение ФРТ опорного телескопа с малым апертурным углом. Как отмечает сам Франсуа Гено, интерференционная модуляция в области их наложения весьма незначительна из-за разности интенсивностей интерферирующих полей. Поскольку контраст получаемых полос очень низкий даже при абсолютно нулевой разности хода интерфе-

Техника демодуляции полосы для восстановления первоначальной ошибки волнового фронта $\Delta(x, y)$ невыполнима из-за недостатка исходной информации по одиночной интерферограмме. Поэтому должны быть выполнены некоторые дополнительные измерения интенсивности в распределении ФРТ, которые могут быть реализованы для различной последовательности сдвига фазы для излучения, проходящего через опорный зрачок. Следуя такому подходу для внеосевого ТИ, сначала оцениваются распределения интенсивности, измеренные в фокальной плоскости, затем определяется алгоритм восстановления фазового распределения, связанного с распределениями интенсивности в соответствующих ФРТ.

В приведенной на рис. 1 модификации ТИ с управляемыми фазовыми сдвигами предполагается, что главный зрачок имеет кольцевой контур с цент-

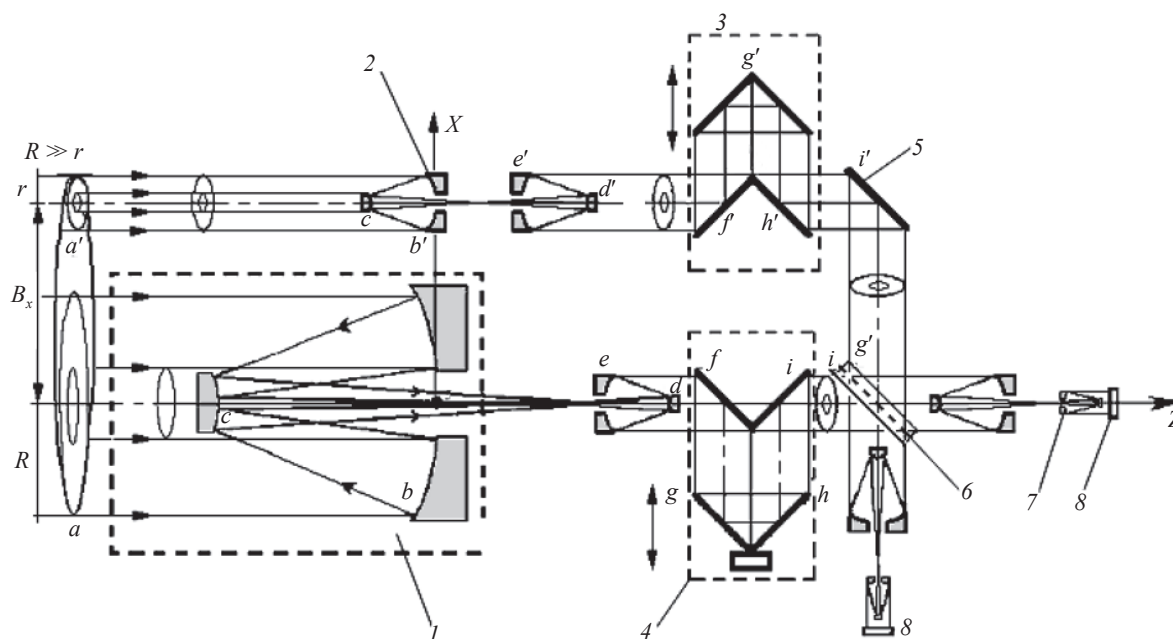


Рис. 1. Схема сопряжения апертурных углов на выходе ТИ. 1 – основной телескоп ТИ, 2 – телескоп сравнения ТИ, 3, 4 – линии задержки ТИ; 5 – отклоняющее зеркало, 6 – светоделитель, 7 – формирующая система сопряжения лучей с дифракционной решеткой на вогнутом зеркале, 8 – матричный фотоприемник.

ральным экранированием. Такой зрачок характерен для большинства зеркальных схем существующих наземных или космических телескопов. Опорный зрачок смещен из центра на оптической оси Z телескопа на величину B_x базы ТИ. Так же как в прототипе Франсуа Гено, зрачок основного телескопа будем называть “главным зрачком”, а вспомогательный внеосевой зрачок – “опорным зрачком”. В любом случае опорная апертура должна обладать двумя основными свойствами (рис. 1):

радиус опорного зрачка r должен быть заметно меньше, чем радиус зрачка основного телескопа R , не менее чем на порядок, т. е. $R \gg r$;

ВФ, формирующий изображение звезды, должен быть свободен от фазовых искажений или дефектов юстировки, таким образом формируя сферический опорный ВФ.

В отличие от прототипа его модификация осуществляет сопряжение апертурных углов на выходе путем добавления в оба плеча таких же, как опорный телескоп, малых телескопических модулей. На рисунке оси основного телескопа Z и телескопа сравнения параллельны и смещены на величину B_x базы ТИ. До светоделителя, где встречаются в совмещенных точках j и j' , а затем интерферируют соответствующие лучи, длина оптического хода меняется с помощью линии задержки. Для выполнения условия равенства длины хода в рабочем и опорном плечах для соответствующих лучей необходимо, чтобы

$$\begin{aligned} ab + bc + cd + de + ef + fg + gh + hi + ij = \\ = a'b' + b'c' + c'd' + d'e' + e'f' + f'g'. \end{aligned}$$

Тогда в плоскостях, сопряженных с обоими зрачками, обеспечивается возникновение интерференционной картины в белом свете. Причем для увеличения динамического диапазона захвата реальной интерференционной картины в одном из каналов на выходе ТИ используется дисперсионный элемент для спектрального разложения излучения в обоих пучках и получения спектральной интерференции в виде канального спектра или муаровых полос равного хроматического порядка.

В зависимости от спектрального разрешения дисперсионного элемента реализуется большая или меньшая степень монохроматизации падающего широкополосного излучения. На выходе такого сочетания интерферометра со спектрометром возникает особый вид картины спектра, пересеченного темными полосами. Такую картину впервые наблюдали Физо и Фуко [5]. Впоследствии таким же приемом пользовались многие авторы, называя эти полосы канальным или канализованным спек-

ром, а также полосами равного хроматического порядка.

Габариты опорного телескопа должны быть минимальными, исходя из конструктивных возможностей их реализации и эквивалентных аберраций в выходном зрачке каждого плеча. Подвижный отражатель (рис. 1) в линии задержки (опорный канал) должен обеспечить необходимую чувствительность и точность нахождения как в начале муаровых полос равного хроматического порядка, так и затем в обычной интерференционной картине белого света. В линии задержки рабочего канала осуществляется либо дискретное калиброванное изменение разности хода для реализации фазового метода анализа ВФ [6], либо гармоническая модуляция фазы для реализации модуляционного метода анализа ВФ [7].

Справедливости ради отметим, что и такой подход к формированию узкого опорного пучка имел место ранее в интерферометре с обратно-круговым ходом для автоколлимационного контроля отклонений формы сферических поверхностей [8]. Обратно-круговой ход и позволил согласовать апертурные углы интерферирующих ВФ в отличие от интерферометра В.П. Линника с дифракцией на точечном отверстии. При отражении узкого опорного пучка от малого участка контролируемой поверхности так же, как и в случае с вынесенным малым опорным телескопом, образуется ВФ сравнения.

В случае звездного источника без опорного телескопа не обойтись. Поэтому для согласования выходных апертурных углов и пришлось использовать дополнительные копии опорного телескопа.

Интересная схема, использующая освещение зеркала внутренним точечным источником белого света, предложена Хортоном и др. [9]. Основные особенности схемы состоят в применении интерферометра радиального сдвига белого света. По сути, это решение близко к предлагаемому нами, однако уступает ему из-за сложности согласования кольцевых зрачков.

Методика фазирования составных зеркал

Рассмотрим теперь методику фазирования составных зеркал с помощью предложенного ТИ. Предположим, что отклоняющее зеркало позволяет настроить картину прямых равноотстоящих интерференционных полос в белом свете. Тогда для составного главного зеркала ТИ при расфазированных зеркалах картина интерференции в белом свете при равенстве длины хода в опорном плече и части рабочего пучка, формируемого центральным элементом, будет наблюдаться только в соответству-

ющей части зрачка. Для получения таких же картин от остальных элементов главного зеркала необходимо ориентировать их соответствующим образом с помощью приводов адаптивной системы по углу и по фазе.

В способе сравнения радиусов кривизны оптических поверхностей с помощью интерферометра с обратно-круговым ходом для повышения точности используется формирование базовой сферической поверхности большего диаметра [10]. Она формируется за счет получения картины прямых полос белого света сразу на трех разнесенных сегментах главного зеркала. Лучше всего подходят центральный и два периферийных сегмента, расположенные на одном диаметре главного зеркала при отражении узкого опорного пучка интерферометра от центрального.

По аналогии с этой методикой можно осуществлять фазирование зеркальных сегментов главного зеркала основного астрономического телескопа ТИ по точечному звездному источнику. Для простоты рассмотрения методики изложим ее применитель-

но к фазированию сегментированного сферического зеркала из его центра кривизны.

На рис. 2 и 3 показаны последовательные этапы фазирования сферического главного зеркала с помощью интерферометра с обратно-круговым ходом. В исходном положении (рис. 3) картина наблюдается только на базовом, например, центральном элементе. Затем (рис. 4) осуществляется фазирование по сечению 1–1, начиная с двух периферийных сегментов и добиваясь получения на них полос одинаковой ориентации и частоты. Ахроматические полосы на периферийных сегментах должны быть прямыми. Их средние линии, соответствующие максимумам интенсивности, должны находиться на общей прямой линии, а также проходить через такую же полосу на центральном сегменте. Далее аналогично осуществляется фазирование по сечению 2–2, при этом полосы на центральном сегменте и сегментах сечения 1–1 перестраиваются под новую ориентацию параллельно сечению 2–2. Подобным же образом осуществляется фазирование по сечениям 3–3, 4–4, 5–5, 6–6 и 7–7.

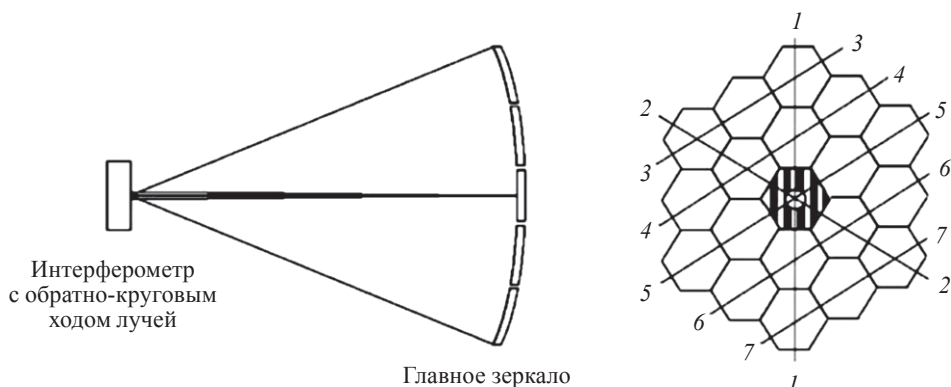


Рис. 2. Схема фазирования сегментированного зеркала с помощью интерферометра с узким опорным пучком. 1–1, 2–2, ... – сечения главного зеркала для последовательного фазирования периферийных сегментов с центральным.

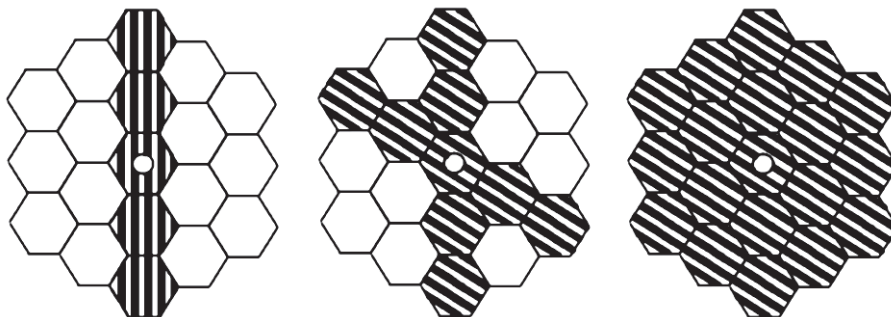


Рис. 3. Вид интерференционных картин на сегментированном зеркале при последовательном фазировании.

На рис. 3 финальная картина характеризует полную сфазированность сегментов главного зеркала. Конечная точность фазирования сегментов главного зеркала будет определяться точностью обработки интерференционных картин отдельных сегментов и их совокупности, а также точностью отработки измеренных ошибок исполнительными приводами адаптивной системы.

Обращаясь к сравнению режима работы ТИ с однократной экспозицией и режима трех-четырех экспозиций с калиброванными фазовыми сдвигами, необходимо отметить, что главное преимущество ТИ в том, что он требует именно “однократной” экспозиции, таким образом, является менее чувствительным к нестабильности телескопа при условии, что время интеграции сигнала может быть сделано достаточно коротким. Наоборот, фазосдвигающий ТИ требует четырех последовательных измерений. В этом случае требуется высокая оптико-механическая стабильность ТИ и сокращение времени измерения, что будет возможно только за счет увеличения шумов датчика [1].

Для того чтобы система фазирования работала надежнее, необходима дополнительная внутренняя система контроля положения элементов интерферометра с лазерными источниками света по аналогии с подобными системами звездных интерферометров. Она требует базовых опорных точек, поверхностей или голограмм с низкой дифракционной интенсивностью на рабочих зеркальных поверхностях фазированных сегментов.

В многомодульном ТИ могут использоваться линии задержки в каждом канале, чтобы ввести разность хода, необходимую не только для фурье-спектроскопии [11], но и для определения расфазировки отдельных модулей по отношению к опорному модулю [12]. Каждый спектральный компонент характеризуется амплитудой и фазой, причем механизм формирования спектральной интерференционной картины аналогичен случаю измерения аберраций линзового объектива в белом свете при их изменении по зрачку [13].

Для увеличения динамического диапазона регистрации интерференционной картины в белом све-

те [14] полезно использовать предложение Физо и Фуко [5].

Особенности образования канального спектра в ИТ при настройке картины на бесконечно широкую полосу

В плоскости приемника сопрягаются изображение главного зеркала (изображение входного зрачка юстируемого телескопа с сегментированным главным зеркалом) и сплошного главного зеркала телескопа сравнения. Измеряемый волновой фронт представим в виде

$$F(r, t) = \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\omega} \frac{B(r, \omega)}{\rho(r, \omega)} \exp\{ik[\omega t - (\Phi(r, \omega) + \rho(r, \omega))]\} d\omega. \quad (1)$$

Здесь r – радиус-вектор поля интерференции, t – время, ω – циклическая частота излучения, $\Delta\omega$ – полоса частот излучения, ϖ – граничная частота, B – амплитуда волнового поля, ρ – текущий радиус кривизны волнового фронта, Φ – волновая аберрация, вносимая сегментами главного зеркала.

Волновой фронт сравнения имеет вид

$$G(r, t) = \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\omega} \frac{A}{R} \exp\{ik[\omega(t + \Delta t) - R]\} d\omega. \quad (2)$$

Чтобы оценить вид интерференционных полос, положим, что $B(r, \omega) = A$ и $\rho(r, \omega) = R$. Пусть время интегрирования равно δt . Интенсивность дифракционной картины с точностью до постоянного множителя запишется как

$$I(\Delta\varpi, \delta t) \approx \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\varpi} \int_t^{t + \delta t} \{\cos(\varpi t - \Phi(r, \omega)) + \cos[\varpi(t + \Delta t)]\}^2 dt d\varpi. \quad (3)$$

Рассмотрим сначала случай, когда сегменты сфазированы, $\Phi = 0$. Используя формулы тригонометрии, проводим внутреннее интегрирование по времени регистрации сигнала, получаем

$$\begin{aligned} & 4 \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\varpi} \int_0^{\delta t} \cos^2 \frac{\varpi \Delta t}{2} \cos^2 \varpi \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) dt d\varpi = \\ & = 2 \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\varpi} \cos^2 \frac{\varpi \Delta t}{2} \left\{ \delta t + \frac{\sin[2\varpi(\delta t + \Delta t/2)] - \sin[2\varpi(\Delta t/2)]}{2\varpi} \right\} d\varpi = 2\delta t \int_{\varpi}^{\varpi + \Delta\varpi} \cos^2 \frac{\varpi \Delta t}{2} d\varpi. \end{aligned} \quad (4)$$

Причем последнее равенство справедливо в силу неравенства: время регистрации много больше периода волны $\delta t \gg 1/\omega$. После интегрирования в спектральной полосе получаем

$$\begin{aligned} & \delta t \left(\varpi + \frac{\sin \varpi \Delta t}{\Delta t} \right)_{\varpi}^{\varpi + \Delta \varpi} = \\ & = \delta t \left[\Delta \varpi + \frac{\sin(\varpi + \Delta \varpi) \Delta t - \sin \varpi \Delta t}{\Delta t} \right] = \\ & = \delta t \Delta \varpi \left[1 + \frac{\sin \frac{\Delta \varpi \Delta t}{2}}{\frac{\Delta \varpi \Delta t}{2}} \cos \left(\varpi + \frac{\Delta \varpi}{2} \right) \Delta t \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Перейдем к переменной λ с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \varpi &= \frac{2\pi c}{\lambda}, \quad \Delta \varpi = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta \lambda, \\ \Delta &= c \Delta t \Rightarrow \frac{\Delta \varpi \Delta t}{2} = -\frac{\pi \Delta}{\lambda^2} \Delta \lambda, \end{aligned} \quad (6)$$

где c – скорость света в вакууме.

Получаем искомую функцию

$$\begin{aligned} I(\lambda, \Delta \lambda, \Delta) &= \\ &= \delta t \Delta \varpi \left\{ 1 + \frac{\sin \left(\frac{\pi \Delta}{\lambda^2} \Delta \lambda \right)}{\frac{\pi \Delta}{\lambda^2} \Delta \lambda} \cos \left[\frac{2\pi \Delta}{\lambda} \left(1 - \frac{\Delta \lambda}{2\lambda} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выразим разность хода и спектральный интервал в длинах волн $\Delta = k\lambda$, $\Delta \lambda = s\lambda$, тогда функция (7) запишется в этих обозначениях через длину волны в виде

$$\begin{aligned} I(\lambda, s, k) &= \\ &= 2\pi c \delta t \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \left\{ 1 + \frac{\sin(\pi k s)}{\pi k s} \cos \left[2\pi k \left(1 - \frac{s}{2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

При постоянной разности хода $\Delta = k\lambda$ параметр k изменяется. При временном развертывании сигнала в спектр происходит амплитудная модуляция, которую назовем канальным спектром. Канальный спектр имеет несущую частоту

$$I(L(\lambda), \Delta) = \frac{p}{\sigma(\lambda) \lambda^2} \left\{ 1 + \frac{\sin \left(\frac{\pi \Delta p}{\lambda^2 \sigma(\lambda)} \right)}{\frac{\pi \Delta p}{\lambda^2 \sigma(\lambda)}} \cos \left[2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \left(1 - \frac{p}{\lambda \sigma(\lambda)} \right) \right] \right\}. \quad (12)$$

Наиболее благоприятная область находится в зоне первого максимума функции sinc

$$(\Delta p) / \lambda^2 \sigma(\lambda) < 1. \quad (13)$$

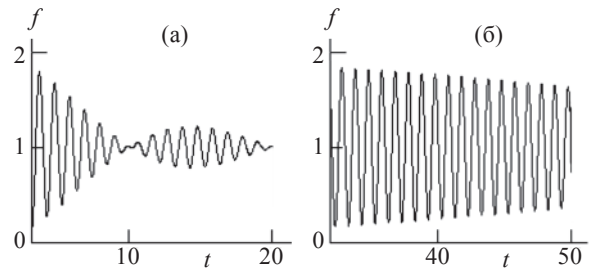


Рис. 4. Графики интенсивности составляющих канального спектра в зависимости от разности хода для двух значений ширины спектрального интервала: 0,1λ (а) и 0,01λ (б).

$$\Omega = k(1 - s/2) \approx k, \quad (9)$$

которая растет с увеличением регистрируемой разности хода, и огибающую, описываемую функцией типа $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$. Характерным параметром этой функции является ее первый нуль в точке $ks = 1$. Из последнего равенства следует очевидное заключение: чем уже спектральный интервал, тем большее значение разности хода можно зарегистрировать с помощью канального спектра.

Обозначим через f интерференционную компоненту функции I :

$$f(k, s) = 1 + \frac{\sin(\pi k s)}{\pi k s} \cos \left[2\pi k \left(1 - \frac{s}{2} \right) \right]. \quad (10)$$

Графики функции $f(k)$ для двух значений спектрального интервала $s = 0,1$ и $0,01$ приведены на рис. 4.

Спектральный интервал является функцией длины волны. Пусть линейная дисперсия регистрирующей системы $\sigma(\lambda)$, величина пиксела приемной матрицы p , а положение спектральной составляющей на приемнике описывается функцией $L(\lambda)$, тогда ширина спектральной полосы запишется в виде

$$\Delta \lambda = s \lambda = \frac{p}{\sigma(\lambda)} \rightarrow s = \frac{p}{\lambda \sigma(\lambda)}, \quad (11)$$

а функция $I(L, \Delta)$ как сложная функция длины волны будет иметь вид

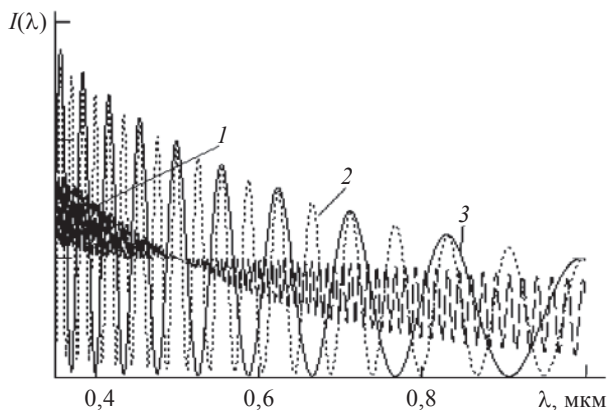


Рис. 5. Канальный спектр при различных значениях разности хода Δ в спектральной полосе 0,01 мкм. 1 – 50 мкм, 2 – 10 мкм, 3 – 5 мкм.

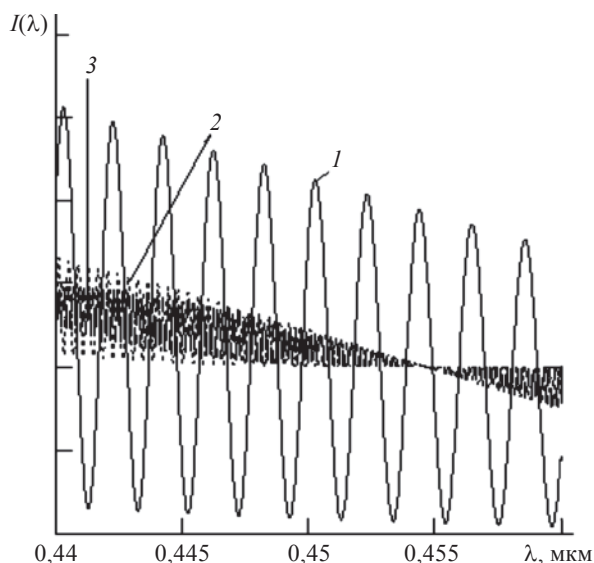


Рис. 6. Канальный спектр при разности хода 100 (1), 500 (2) и 1000 (3) мкм в спектральной полосе 0,01 мкм.

С увеличением разности хода частота канального спектра увеличивается, а контраст падает. На рис. 6 приведены кривые канального спектра при разности хода 100, 500 и 1000 мкм, а на рис. 7 показаны канальные спектры, соответствующие последовательному приближению к нулевой разности хода. Устранением разности хода с помощью линии задержки обеспечивается переход в область интерференции с нулевой полосой в белом свете (рис. 8). При наблюдении картины в белом свете без спектрального элемента в непосредственной близости к нулевой разности хода и настройке на бесконечно широкую полосу или на конечное число полос картина меняется, как показано на рис. 8.

Использование нами в работе [14] интерферометра бокового сдвига ИТ-183 для регистрации муаровых полос канального спектра навело нас на пред-

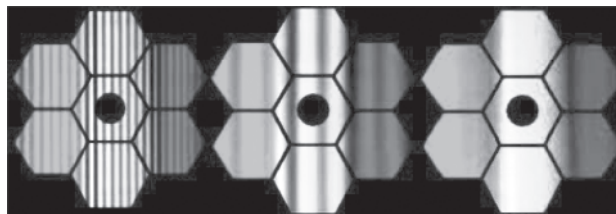


Рис. 7. Вид канальных спектров, соответствующих последовательному приближению к нулевой разности хода.

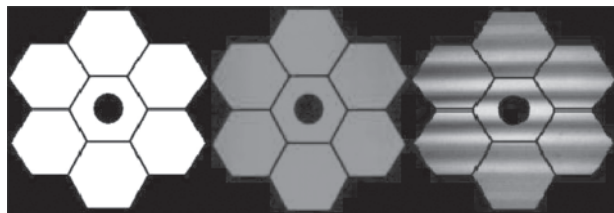


Рис. 8. Вид картин белого света без спектрального элемента в непосредственной близости к нулевой разности хода и настройках на бесконечно широкую полосу и на конечные полосы.

ставление аналогии спектральной интерферометрии как интерферометрии бокового сдвига в направлении и пропорционально дисперсии. Приведенная методика позволяет оценить волновую aberrацию для конкретного сечения в направлении дисперсии спектрального элемента.

Заключение

Сопряжение звездного интерферометра с астрономическим телескопом позволяет успешно решать проблемы контроля фазирования сегментированных зеркал при апертурном синтезе.

В случае, когда сегменты сфазированы, при наличии разности хода в плечах интерферометра на матричном приемнике наблюдается общая для всех сегментов картина регулярных темных муаровых полос на фоне постоянного спектра, частота которых зависит от разности хода. Диапазон наблюдения полос канального спектра зависит от яркости звездного источника и ширины разрешимого спектрального интервала.

При расфазировании сегментов нарушается регулярность картины. Последовательным перемещением сегментов до появления регулярной общей картины муаровых полос обеспечивается фазирование сегментов. С увеличением разности хода частота полос увеличивается, а контраст падает, и, наоборот, с уменьшением разности хода частота

полос увеличивается, а контраст растет. Устранением разности хода с помощью линии задержки обеспечивается работа без спектрального элемента в области интерференции полосы нулевого порядка белого света.

Предложенная методика фазирования сегментов главного зеркала телескопа представляет собой оригинальную методику, имеющую универсальный характер и которая может реализовываться с интерферометрами других типов.

На базе предложенного подхода самостоятельный предмет для исследования представляет решение задачи восстановления волновой аберрации по всей апертуре при больших диапазонах аберраций, например, при использовании круговых дифракционных элементов. Методика может быть полезной при контроле асферических поверхностей, поскольку она совмещает преимущества интерферометрии сдвига (увеличение динамического диапазона контролируемых аберраций) и интерферометрии с привязкой результатов к опорному волновому фронту.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hénault F.* Phase-shifting telescope-interferometer // *Opt. Commun.* 2006. V. 261. № 1. P. 34–42.
2. *Линник В.П.* Простой интерферометр для исследования оптических систем // *Докл. АН СССР.* 1933. № 5. С. 208–211.
3. *Jacobsen B., Angel R.* High accuracy wavefront stellar wavefront sensing with a Zernike interferometer // *Bull. American Astron. Soc.* 1994. V. 26. P. 1373.
4. *Багров А.В., Лебедева Г.И., Лахтиков В.Б., Румянцев А.А., Серегин А.Г., Серегин Д.А., Смирнов А.П.* Анализ оптической схемы звездного интерферометра ОЗИРИС // *Оптический журнал.* 2006. Т. 73. № 4. С. 93–101.
5. *Fizeau H., Foucault L.* Sur le phenomene des interferences entre deux rayons de lumiere dans le cas de grandes differences de marche // *C.R. Del L'academie des sciences.* 1845. T. 21. P. 1155–1158.
6. *Brunning J.H., Herriott D. R., Gallagher J. E., Rosenfeld D. P., White A. D., Brangaccio D. J.* Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses // *Appl. Opt.* 1974. V. 13. P. 2693–2703.
7. *Эцин И.Ш.* Метрология звездного интерферометра // *Оптический журнал.* 2002. Т. 69. № 11. С. 46–50.
8. *Архипов М.Г., Серегин А.Г., Эцин И.Ш.* Поляризационный интерферометр с двухчастотной фазовой модуляцией // *Оптический журнал.* 1995. Т. 62. № 7. С. 75–76.
9. *Horton R.F., Huber E.E., Bernotas L.A., Yee L.G.B., Roberts A.V.* Absolute piston phasing of segmented-mirror optical systems using depth modulated white-light interferometry // *Proc. SPIE.* 1990. V. 1236. P. 974–984.
10. *Серегин А.Г., Подоба В.И.* Контроль формы поверхности адаптивных зеркал в процессе их первоначальной адаптации // *Оптический журнал.* 1995. Т. 62. № 10. С. 73–77.
11. *Thurman S.T., Fienup J.R.* Fourier transform imaging spectroscopy with a multiple-aperture telescope: band-by-band image reconstruction // *Proc. SPIE.* 2004. V. 5487. P. 1410–1417.
12. *Серегин А.Г., Горбунов Г.Г., Еськов Д.Н.* Датчик волнового фронта на основе фурье-спектрометра с многоэлементным приемником // *Оптический журнал.* 2000. Т. 67. № 12. С. 88–89.
13. *Серегин А.Г., Денисюк Г.В.* О возможности измерения аберраций в “белом” свете // *ОМП.* 1975. № 3. С. 28–31.
14. *Архипов М.Г., Голов И.В., Голубовский Ю.М., Начаров А.П., Серегин А.Г., Улитин К.В.* Макет звездного интерферометра с дисперсионным элементом // *Тр. VII Междунар. конф. “Прикладная оптика-2006”.* 2006. СПб., Т. 1. С. 377–380.