

**В.В. Анищенко, С.Н. Корешев, В.А. Парфенов, А.Г. Серегин, В.И. Сидоров**

**О ВЫБОРЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ КОНТРОЛЕ  
АДАПТИВНОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА  
С ГОЛОГРАММНОЙ СТРУКТУРОЙ НА ГЛАВНОМ ЗЕРКАЛЕ**

Рассмотрена проблема выбора рабочей длины волны датчика волнового фронта, включающего в себя внутренний лазерный источник излучения и голограммную структуру, нанесенную на поверхность главного зеркала телескопа. Приведены результаты габаритного расчета схемы записи голограммной структуры. Сделан вывод о возможности существенного сокращения размеров стэнда записи указанной структуры за счет увеличения рабочей длины волны контрольного канала телескопа.

Задача создания крупногабаритного орбитального телескопа предопределяет необходимость разработки входящей в его состав системы контроля текущей формы поверхности главного зеркала (ГЗ). Одна из возможных реализаций такой системы основана на использовании датчика волнового фронта (ДВФ) с внутренним лазерным опорным источником и голограммной структурой (ГС), нанесенной на поверхность ГЗ [1, 2]. В этом случае контрольный канал телескопа может быть описан с помощью блок-схемы, изображенной на рис. 1 и включающей в себя ГЗ с ГС 1, вторичное зеркало (ВЗ) 2, лазерный источник 3, акусто-оптический частотный модулятор (АОЧМ) 4, гетеродинный интерферометр с узким опорным пучком (УОП) 5 и фоторегистрирующий блок (ФРБ) 6.

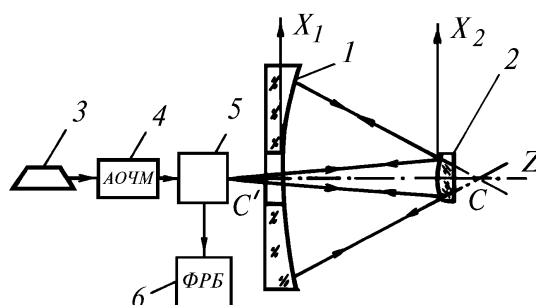


Рис. 1. Блок-схема контрольного канала

Отметим, что указанное построение контрольного канала телескопа приводит к необходимости поддержания практически идеальной формы ВЗ, поскольку деформации его поверхности будут восприниматься ДВФ как ошибки формы главного зеркала телескопа.

Качественные характеристики упомянутой системы контроля в целом и техническая реализуемость ее отдельных компонентов во многом определяются правильностью выбора рабочей длины волны ДВФ. Рассмотрим ход лучей в ДВФ. Для этого введем следующие обозначения:  $C'$  – точечный источник монохроматического излучения, падающего на ВЗ,  $C$  – мнимое изображение источника  $C'$ , построенное зеркалом 2 и расположенное в эффективном <центре кривизны> ГЗ с ГС. Пучок лучей, расходящийся из точки  $C$ , падает на зеркало 1, преобразуется его поверхностью и ГС в пучок лучей, сходящийся в автоколлимационные точки главного зеркала  $C$  и  $C'$ . Информация о деформациях формы главного зеркала считывается с помощью ДВФ, в который и поступает указанный пучок лучей после отражения от зеркал 1 и 2.

В случае отсутствия деформаций поверхностей зеркал 1 и 2 и применения методов физической голографии для нанесения голограммной структуры распределение фазы волны, расходящейся из точки  $C$  и дифрагировавшей на указанной структуре на поверхности зеркала 1, может быть описано следующим образом:

$$v = v_C + D v_{2-1} + m (v_o - v_r), \quad (1)$$

где  $v_C$  – распределение фаз, соответствующее безабберационной сферической волне, расходящейся из  $C$ ;  $D v_{2-1}$  – волновая абберация, вносимая вторичным зеркалом в отраженный от его поверхности пучок лучей, расходящийся из  $C'$ ;  $m$  – отношение длины волны восстановления голограммной структуры, равной в рассматриваемом случае рабочей длине волны ДВФ  $l_k$ , к длине объектной волны при ее записи  $l_o$ ;  $v_o$  и  $v_r$  – распределение фаз объектной и опорной волн на поверхности ГЗ при записи голограммной структуры.

С учетом <дуализма> отражательных голограммных структур [3] распределение фазы в волне, отраженной от поверхности ГЗ и сходящейся в точке  $C'$ , может быть представлено следующим выражением

$$v' = -v = -v_C - D v_{2-1} - m (v_o - v_r). \quad (2)$$

При этом идеальной, т.е. безабберационной сферической волне, сходящейся в точке  $C'$ , соответствовало бы следующее распределение фазы на поверхности ГЗ:

$$v'' = v_C + D v_{2-1}. \quad (3)$$

Следовательно, абберации контрольного канала телескопа, отнесенные к поверхности ГЗ, могут быть представлены в виде

$$DW = v' - v'',$$

или, с учетом (2) и (3),

$$DW = -\{2 v_C + 2 D v_{2-1} + m (v_o - v_r)\}. \quad (4)$$

Отметим, что все вышеуказанные источники волновых фронтов  $C$ ,  $C'$ , а также источники опорной и объектной волн при записи ГС располагаются на оптической оси блока зеркал телескопа. С учетом этого запишем в приближении третьего порядка выражение, описывающее с точностью до постоянной распределение фазы волны, соответствующей пучку лучей, расходящемуся из точечного источника  $C$  на поверхности ГЗ [4]:

$$v_C = \frac{2p}{l_k} \left\{ \frac{1}{2 Z_C} \left( 1 - \frac{Z_C}{r_1} \right) x_1^2 - \frac{1}{8} \left( \frac{1}{Z_C^3} - \frac{2}{r_1 Z_C^2} + \frac{e_1}{r_1^3} \right) x_1^4 \right\}, \quad (5)$$

где  $Z_C$  – расстояние вдоль оси  $Z$  от точки  $C$  до вершины вторичного зеркала, причем, если точка расположена справа от вершины зеркала, то  $Z_C > 0$ , если слева, то  $Z_C < 0$ ;  $r_1$  – вершинный радиус кривизны поверхности главного зеркала; знак  $r_1$  определяется знаком координаты  $Z$  центра кривизны соответствующего зеркала;  $e_1$  – функция эксцентриситета, определяемая из уравнения, описывающего форму поверхности зеркала,  $2 r Z = x^2 + e_1 Z^2$ . Вершинный радиус кривизны и функцию эксцентриситета вторичного зеркала будем характеризовать в дальнейшем параметрами  $r_2$  и  $e_2$  соответственно.

Напишем аналогичные выражения для  $v_o$  и  $v_r$  и подставим их в (4), тогда

$$DW = -\frac{2p}{l_k} \left\{ \left[ \frac{1}{Z_C} - \frac{1}{r_1} + \frac{m}{2} \left( \frac{1}{Z_o} - \frac{1}{Z_r} \right) \right] X_1^2 - \frac{X_1^4}{8} \left[ \frac{2}{Z_C^3} - \frac{4}{r_1 Z_C^2} + \frac{2 e_1}{r_1^3} + m \left( \frac{1}{Z_o^3} - \frac{1}{Z_r^3} - \frac{2}{r_1} \left( \frac{1}{Z_o^2} - \frac{1}{Z_r^2} \right) \right) \right] \right\} - 2D v_{2-1}. \quad (6)$$

Из (6), приравняв к 0 коэффициент при  $X_1^2$ , получим условие автоколлимационного отражения зеркалом  $I$  с голограммной структурой пучка лучей, расходящегося из  $C$ :

$$\frac{1}{Z_C} - \frac{1}{r_1} + \frac{m}{2} \left( \frac{1}{Z_o} - \frac{1}{Z_r} \right) = 0. \quad (7)$$

При выполнении условия (7) выражение (6), описывающее волновую aberrацию третьего порядка волнового фронта, поступающего в интерферометр 5, сводится к виду

$$DW = \frac{2p}{l_k} \frac{X_1^4}{8} \left[ \frac{2}{Z_C^3} - \frac{4}{r_1 Z_C^2} + \frac{2e_1}{r_1^3} + m \left( \frac{1}{Z_0^3} - \frac{2}{r_1 Z_0^2} - \frac{1}{Z_r^3} + \frac{2}{r_1 Z_r^2} \right) \right] - 2 D v_{2-1}, \quad (8)$$

где, с учетом [4],

$$D v_{2-1} = \frac{2p}{l_k} S_{2-1} X_1^4, \quad (9)$$

$$S_{2-1} = \frac{Z_C^4}{Z_C^4} \frac{1}{4 r_2} \left( \frac{1}{Z_C^2} - \frac{2}{r_2 Z_C} + \frac{e_2}{r_2^2} \right).$$

Подставим (9) в (8) и при условии автоколлимации (7) получим

$$DW \sim \frac{2p}{l_k} \frac{X_1^4}{8} \left\{ \frac{6}{Z_r} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{Z_C} \right) + \frac{4}{Z_r} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{Z_C} \right) \left( \frac{3}{m r_1} - \frac{3}{m Z_C} - \frac{2}{r_1} \right) + \frac{8}{m^2} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{Z_C} \right)^3 - \frac{8}{m r_1} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{Z_C} \right)^2 + \frac{2}{Z_C^3} - \frac{4}{r_1 Z_C^2} + \frac{2e_1}{r_1^3} - 16 S_{2-1} \right\}. \quad (10)$$

Выражения (7) и (10) позволяют по заданным значениям  $Z_C$  и  $DW$  определить такие длины волн записи и восстановления ГС и расстояния от вершины ГЗ до опорного и объектного источников, при которых будет реализован автоколлимационный ход лучей при заданных, например, равных нулю, aberrациях в контрольном канале телескопа. При этом, поскольку величины  $Z_C$ ,  $DW$  и  $S_{2-1}$  обычно заданы, а величины параметров  $Z_0$  и  $Z_r$  однозначно связаны между собой условием автоколлимации, то, как это следует из (10), остается лишь один свободный параметр  $m$ , с помощью которого можно определенным образом влиять на величины  $Z_0$  и  $Z_r$  при записи ГС.

Рассмотрим влияние параметра  $m$ , а следовательно, и длины волны, на которой проводится контроль формы ГЗ, на расстояния  $Z_0$  и  $Z_r$  более внимательно. Для этого положим, как это предлагалось в [1], что точка  $C$  лежит в фокальной плоскости ГЗ, т.е.  $Z_C = r_1/2$  и введем обозначения  $Z_r = R r_1$  и  $Z_0 = O r_1$ . Тогда из (7) и (10) получим

$$\frac{1}{R} = \frac{2}{3} + \frac{1}{m} + \frac{0,58}{m} \sqrt{B}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{O} = \frac{2}{3} - \frac{1}{m} + \frac{0,58}{m} \sqrt{B}, \quad (12)$$

$$B = -m^3 r_1^3 \frac{4 l_0}{2 p X_1^4} DW + m^2 \left( e_1 - 8 r_1^3 S_{2-1} + \frac{4}{3} \right) - 1.$$

Отметим, что практический интерес представляют лишь положительные значения параметров  $R$  и  $O$ , т.е. случай, когда регистрация голограммной структуры осуществляется пучками лучей, расходящихся из лежащих по одну сторону от главного зеркала опорного и объектного источников. Для обычно встречающегося на практике случая малых  $e_1$ ,  $S_{2-1}$  и  $DW = 0$  указанное выше условие выполняется для знака  $\langle + \rangle$  перед радикалом и величин  $m > 1$ . При этом параметр  $R$  практически не зависит от величины  $m$ , а величина параметра  $O$  существенно уменьшается с ростом  $m$ . Указанную закономерность иллюстрируют представленные на рис. 2 графики зависимости  $R$  и  $O$  от  $m$ , рассчитанные для случая  $e_1 = S_{2-1} = DW = 0$ .

Результаты проведенного анализа позволяют сделать два основных вывода. Во-первых, о невозможности записи голограммной структуры на поверхности главного зеркала на длине волны, превышающей рабочую длину волны контрольного канала телескопа. И во-вторых, о целесообразности, с точки зрения уменьшения требуемых габаритов стенда записи голо-

граммной структуры, увеличения используемого отношения длин волн. Так, увеличение длины волны вдвое позволяет, как это следует из рис. 2, сократить длину стэнда записи голограммной структуры более чем в 4 раза. Отметим, что переход на большую длину волны, естественно, не должен приводить к потере точности контроля формы ГЗ, что требует, в свою очередь, принятия специальных мер для поддержания неизменной величины минимальной измеряемой с помощью ДВФ деформации поверхности ГЗ –  $dH_r$ .

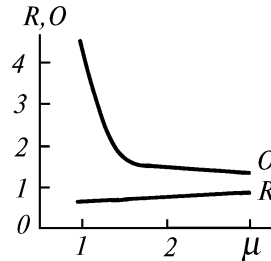


Рис. 2. Графики зависимости параметров  $R$  и  $O$  от отношения рабочей длины волны контрольного канала к длине волны записи ГС

При рассмотрении возможности сохранения величины указанного параметра будем исходить из упрощенного выражения для чувствительности интерференционного контроля фотоприемника  $S_n$ , получаемого из известного выражения для цены интерференционной полосы  $H_l$  [6, с. 180], и определения предельного фазового разрешения  $s_\phi$  [7]. При этом пороговая чувствительность будет характеризоваться следующим соотношением:

$$H_l/dH_l = 2 p/s_\phi, \quad H_l = l_k/2 M \cos a, \quad (13)$$

где  $l_k$  – длина волны контрольного канала;  $a$  – угол падения луча на ГЗ в заданной точке;  $M$  – число отражений от ГЗ;  $H_l$  – отклонение формы ГЗ, соответствующее изменению оптической разности хода на  $l_k$  при данных  $M$  и  $a$ .

В рассматриваемом варианте ДВФ  $M=1$ ,  $a=a(X)$ , где  $d/2 < X < D/2$ ;  $D$  – диаметр ГЗ, а  $d$  – диаметр отверстия в ГЗ. Угол падения  $a$  здесь переменный, т. к. автоколлимация контрольного пучка обеспечивается не поверхностью ГЗ, а ГС. В этом случае выражение для чувствительности  $S_n$  имеет вид

$$S_n = \frac{4 p M \cos a}{s_\phi l_k}. \quad (14)$$

Оно включает в себя основные параметры, правильный выбор которых с учетом критерия минимизации габаритов схемы записи ГС позволяет решить задачу сохранения точности контроля. Параметры, входящие в числитель выражения (14), определяются геометрией ДВФ и не зависят от длины волны используемого излучения. Знаменатель же представляет собой, при необходимости поддержания постоянной величины параметра  $S_n$ , <инвариант> относительно рабочей длины волны контроля  $l_k$ . Это означает, что изменение  $l_k$  требует соответствующего изменения параметра  $s_\phi$ .

Одним из факторов, ограничивающих предельное фазовое разрешение  $s_\phi$ , является величина потенциально достижимой точности измерения фазы  $s$  в регистрирующем блоке.

Проведем оценку изменения  $s$  при увеличении длины волны контрольного канала  $l_k$ . Использование ДВФ на базе гетеродинного интерферометра предусматривает формирование двух пучков излучения с частотами  $f_1$  и  $f_2$ , отличающихся на некоторое фиксированное значение разностной частоты  $f_0$ . По соображениям технической реализуемости высокостабильное значение  $f_0$  не может быть слишком низким и в схеме интерферометра с акустооптическим модулятором составляет единицы – десятки кГц. Это обстоятельство обуславливает необходимость использования в качестве входного звена регистрирующего блока сканирующего фотоприемника мгновенного действия – диссектора.

Для сравнения энергетической эффективности рабочей длины волны системы контроля рассмотрим энергетическую модель измерительного тракта, состоящую из лазера, АОЧМ, интерферометра, ГЗ с ГС и регистрирующего блока (см. рис. 1). Как показано в [8], величина потенциально достижимой точности измерения фазы  $s$ , ограниченной дробовой составляющей темнового тока фотоприемника, определяется следующим выражением:

$$s = (0,5 A \sqrt{I_T}) / (P K S \sqrt{t}), \quad (15)$$

где  $I_T$  – темновой ток фотоприемника;  $t$  – время измерения;  $P$  – мощность светового сигнала;  $S$  – чувствительность фотоприемника;  $K$  – контраст интерференционной картины;  $A$  – параметр, учитывающий шумов лазера.

Приведенное выше выражение устанавливает основные обменные соотношения между мощностью оптического сигнала, временем измерения и потенциально достижимой точностью фазоизмерителя. Необходимо отметить, что это соотношение характеризует только регистрирующую систему и не учитывает источников погрешностей других элементов ДВФ (ГС, источник излучения, интерферометр).

Изменение рабочей длины волны, с одной стороны, приводит к изменению чувствительности фотокатода  $S$ , с другой – к изменению энергетической эффективности оптического тракта  $h$ , при этом мощность на входе фотоприемника  $P$  равна  $P_d h$  ( $P_d$  – мощность излучения лазера). В свою очередь,  $h$  зависит от энергетического коэффициента передачи отдельных оптических элементов, входящих в интерферометр и ГС. Например, при переходе от длины волны 0,53 к 1,06 мкм чувствительность фотокатода диссектора падает примерно на порядок [9], а требование к точности измерения фазы, как это следует из (14), увеличивается в два раза в силу удвоения длины волны. Как видно из (15), в этом случае для сохранения постоянной точности измерения деформаций ГЗ мощность светового сигнала на фотокатоде приемника должна быть увеличена примерно в 20 раз при сохранении энергетической эффективности остальных компонентов оптической схемы ДВФ.

В связи с этим рассмотрим основные требования, предъявляемые к лазерному источнику, который мог бы быть использован в ДВФ с ГС. К числу таких требований можно отнести мощность и длину волны излучения, потребляемую электрическую мощность, а также массогабаритные характеристики, что особенно важно для орбитальных телескопов. Кроме того, наличие голограммной структуры на главном зеркале телескопа делает интерферометр ДВФ принципиально неравноплечим, что обуславливает дополнительные требования к временной когерентности лазера.

Традиционно в системах контроля используют He–Ne-лазеры, которые обладают высокой пространственно-временной когерентностью и стабильностью частоты излучения. Однако использование He–Ne-лазеров в случае контроля зеркал с ГС невозможно из-за невысокой мощности их излучения при требуемых массогабаритных характеристиках. Причем недостаток мощности не может быть скомпенсирован относительно короткой длиной волны их излучения.

Что касается мощных источников коротковолнового излучения, таких как ионные лазеры на инертных газах (Ar, Kr), то от их использования приходится отказываться по причине высокого энергопотребления, что приводит не только к большому энерговыделению, но и, как следствие, к термическим и эрозионным разрушениям газо-разрядных трубок. Помимо трудностей в эксплуатации это приводит также к значительному сокращению срока службы лазера.

С учетом этого в системе контроля космического телескопа наиболее целесообразно, с нашей точки зрения, использовать твердотельные лазеры (ТЛ), сочетающие в себе возможность получения высокоинтенсивного излучения с высоким КПД и малыми габаритами излучателя. Другим существенным достоинством ТЛ является практически неограниченный срок службы активного элемента.

Из всего многообразия ТЛ самым подходящим источником излучения является YAG: Nd-лазер, к достоинствам которого следует отнести возможность получения мощного когерентного излучения с дифракционной расходимостью, а также работа в различных режимах генерации: непрерывном, импульсном, импульсно-периодическом. Кроме того, особо следует отметить возможность создания миниатюрных YAG: Nd-лазеров с предельно низкой потребляемой мощностью и высоким КПД в случае использования лазерной диодной или светодиодной накачки активного элемента.

Достиженные в последние годы успехи в области технологии изготовления полупроводниковых структур привели к появлению высокоэффективных компактных YAG:Nd-лазеров с накачкой лазерными диодами и мощностью излучения до 1 кВт при работе на основной длине волны 1,06 мкм в режиме многомодовой генерации [10] и до 15 Вт в одночастотном режиме [11].

Для получения традиционно используемого при интерференционном контроле качества зеркал коротковолнового излучения необходимо удваивать частоту излучения YAG:Nd-лазера ( $\lambda = 0,53$  мкм). Однако удвоение частоты приводит к существенным потерям выходной мощности, что свидетельствует о перспективности использования в ДВФ основной гармоники излучения YAG:Nd-лазеров. С целью проверки выполнения обменных соотношений для длины волны излучения 1,06 мкм в ходе работы нами были проведены эксперименты, направленные на определение энергетических возможностей этих лазеров. В экспериментах мы использовали YAG:Nd-лазеры как с диодной, так и с ламповой накачкой, позволявшей получить более высокие уровни мощности излучения.

Для получения излучения с узкой спектральной линией, а следовательно, с высокой временной когерентностью, что необходимо для построения интерферометров с ненулевой разностью хода в рабочем и опорном каналах, требуется селекция продольных типов колебаний лазеров. При этом поскольку YAG:Nd-лазер относится к числу лазеров с однородно-уширенной линией усиления, то одночастотная генерация может быть получена за счет устранения пространственной неоднородности электромагнитного поля в резонаторе путем создания в нем бегущей волны. Проще всего такой режим реализуется в кольцевых резонаторах с оптическим вентиляем на эффекте Фарадея [2]. По этому принципу и были построены оптические схемы резонаторов исследовавшихся лазеров.

В экспериментах по определению энергетических возможностей YAG:Nd-лазера с ламповой накачкой мы использовали одночастотный лазер непрерывного действия. В основу конструкции данного лазера положены технические решения, разработанные в [13, 14]. Роль активного элемента выполнял кристалл YAG:Nd с диаметром 4 и длиной 65 мм. Накачка активного элемента осуществлялась дуговой криптоновой лампой типа ДНП-4/60. В экспериментах была получена одночастотная генерация со средней максимальной мощностью излучения 4,5 Вт при электрической мощности накачки 1,8 кВт. Для сравнения заметим, что максимальная мощность одночастотного излучения второй гармоники ( $\lambda = 0,53$  мкм), полученная в аналогичной схеме лазера, составляет 200 мВт [13]. Эти результаты свидетельствуют о выполнении обменных соотношений (14) и (15).

Для исследования энергетических возможностей одночастотных YAG:Nd-лазеров с полупроводниковой накачкой была выбрана схема одночастотного монолитного кольцевого лазера, так называемого чип-лазера с продольной лазерной диодной накачкой активного элемента.

Резонатор чип-лазера образован призмным активным элементом, ход лучей в котором задается полным внутренним отражением от граней призмы [15, 16]. Это в значительной мере упрощает конструкцию лазера, а кроме того, делает его устойчивым к разъюстировкам. Другим достоинством данной конфигурации резонатора является то, что она более миниатюрна.

Для накачки активного элемента в наших экспериментах использовались опытные образцы GaAlAs-лазерных диодов с мощностью излучения 500 мВт на длине волны 807 нм. Полученная при этом максимальная мощность излучения в одночастотном режиме составляла 80 мВт на длине волны 1,06 мкм. Следует отметить, что уровень мощности чип-лазера может быть значительно увеличен, например до 15 Вт в схеме <задающий генератор – усилитель> [11]. Следовательно, и в случае YAG:Nd-лазера с диодной накачкой заведомо выполняются обменные соотношения.

Проведенный анализ свидетельствует о целесообразности и перспективности использования YAG:Nd-лазеров в ДВФ адаптивных телескопов с голограммной структурой на главном зеркале. При этом выбор именно основной гармоники излучения этих лазеров позволяет не только сократить габариты стелды записи голограммной структуры при сохранении абсолютной точности контроля формы поверхности зеркала, но и отказаться от энергетически неэффективного и технически сложного удвоения частоты излучения YAG:Nd-лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность Д.Н. Еськову, Б.Э. Бонштедту и В.И. Подобе за полезные обсуждения и поддержку работы.

2. Ган М.А., Ермаков Б.А., Еськов Д.Н. и др. // Труды ГОИ. 1989. Т. 74. №208. С. 42 – 54.
3. Оптическая голография / Под ред. Г.Колфила. М.: Мир, 1982. 639 с.
4. Verboven P.E., Lagasse S. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 22. P. 4150 – 4154.
5. Оптика дифракционных элементов и систем / Бобров С.Т., Грейсх Г.И., Туркевич Ю.Г. Л.: Машиностроение, 1986. 223 с.
6. Оптический производственный контроль / Под ред. Д.Малакара. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
7. Stahl H.P. // SPIE. 1986. V. 680. P. 29 – 34.
8. Анищенко В.В., Сидоров В.И. // Всесоюз. семинар <Метрология лазерных измерительных систем>. (Тезисы докл. Ч. I). Волгоград: Волгоградский университет, 1991. С. 52.
9. Фотоэлектронные приборы. Каталог. Л.: ВНИИ <Электрон>. 1990.
10. Laser Focus World, 1992. N 9. P. 15.
11. Golla D., Zelmer H., Shone W. et al. // Conf. on Las. and E – O., USA Tech. Dig. Ser. (Opt. Soc. of Am. Wash., D.C.) 1993. V. 11, P. 480, 482.
12. Микаэлян А.Л., Турков Ю.Г., Купришов В.Ф. и др. // ЖЭТФ, 1969. Т. 57. В. 1 (7). С. 38 – 41.
13. Кружалов С.В., Парфенов В.А., Пахомов Л.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 12. С. 756 – 759.
14. Кружалов С.В., Парфенов В.А., Пахомов Л.Н. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. №10. С. 2075 – 2077.
15. Kane T.J., Byer R.L. // Opt. Lett. 1985. V. 10. P. 65.
16. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физич. 1990. Т. 54. N 12. С. 2397 – 2401.

Всероссийский научный центр  
<ГОИ им. С.И. Вавилова>

Поступила в редакцию  
10 октября 1993 г.

V.V. Anishchenko, S.N. Koreshev, V.A. Parfenov, A.G. Seregin,  
V.I. Sidorov. **Selection of the Wavelength for Interferometric Control of an Adaptive Astronomical Telescope with a Holographic Structure on Its Primary Mirror Surface**

This paper deals with the problem on choosing proper wavelength for a wave-front sensor involving an internal laser source and a hologram structure on the surface of the primary mirror of a telescope. Some results of dimensional calculations for the optical arrangement of recording the hologram structure are presented. As a result a conclusion is drawn on the possibility of reducing the size of an optical setup for making this structure by increasing the operation wavelength of the control channel of a telescope.