

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П.Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ О.Ю. НОСАЧ, Е.П. ОРЛОВ

9

**КОНТРОЛЬ ФИГУРЫ СЕГМЕНТИРОВАННОГО
ЗЕРКАЛА ОПТИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА
С ПОМОЩЬЮ ПЛАВАЮЩЕГО ЭТАЛОНА**

МОСКВА 2009

АННОТАЦИЯ

В данном препринте представлены результаты, содержащиеся в отчете ФИАН, выполненном авторами в 1976 г., в котором был предложен и проанализирован способ контроля фигуры составного зеркала крупногабаритного оптического телескопа с помощью эталона, находящегося во взвешенном состоянии. Авторы сочли целесообразным опубликовать этот отчет в связи с бурным развитием строительства крупногабаритных оптических телескопов с сегментированными зеркалами и адаптивными оптическими системами. Авторы надеются, что содержащаяся в отчете идея осуществлять контроль и подстройку поверхности сегментированного зеркала относительно поверхности эталона, находящегося во взвешенном состоянии и результаты расчетов, проведенных для обоснования этой идеи, могут оказаться полезными для дальнейшего развития указанного направления в разработке больших оптических телескопов.

ABSTRACT

In this paper the results from the report of FIAN prepared by the authors in 1976 are presented. In the report the method of the control of a surface shape of a segmented mirror for a large optical telescope with the help of a suspended etalon was suggested and analyzed. The authors consider the publication of this report to be expedient because of a booming growth of the construction of large-size optical telescopes with segmented mirrors and adaptive optical systems. The authors hope that the idea to control the surface of a segmented mirror relative to the suspended etalon surface, as well as the results of calculations made to support this idea, can be useful for further development of the pointed out direction in the development of large-size optical telescopes.

▪ **Схема телескопа**

Схема телескопа изображена на рис.1. Главное зеркало телескопа 1 покоится на твердой неподвижной основе. В процессе работы телескопа оно не изменяет своего положения относительно направления гравитационного поля g и, следовательно, не деформируется. То же самое можно сказать и о кассегреновском зеркале 2.

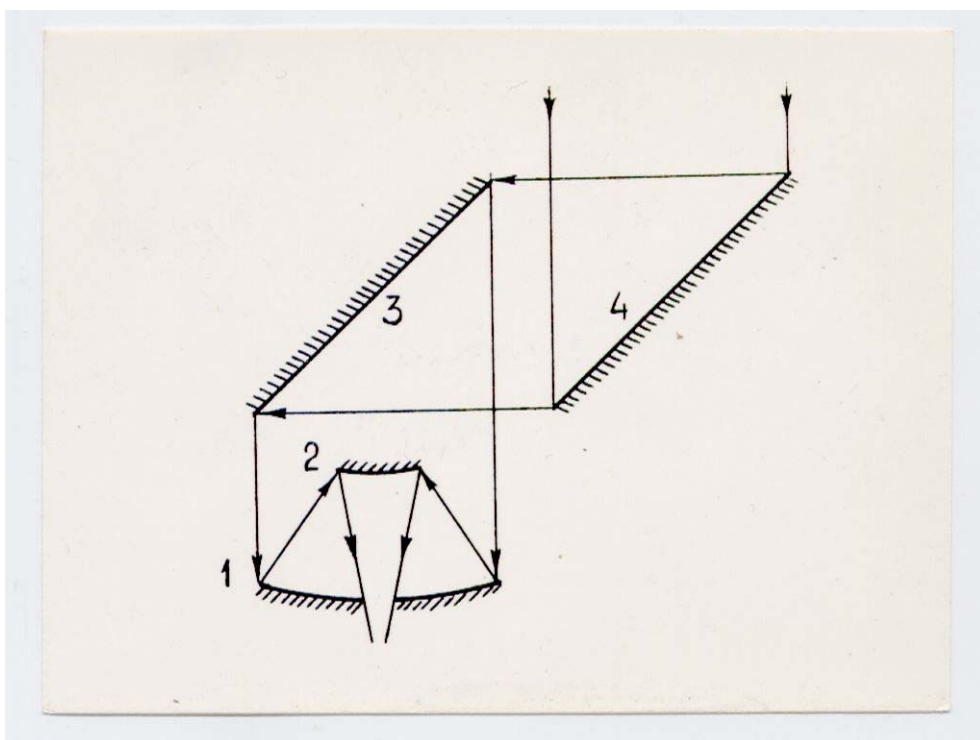


Рис.1.

Деформациям в процессе работы телескопа подвергаются плоские зеркала 3 и 4, с помощью которых осуществляется обзор небесной сферы.

С целью уменьшения деформаций этих зеркал предполагается изготовить их из отдельных элементов, представляющих собой плоские зеркала, размеры которых выбираются так, что деформации этих элементов малы и не влияют на качество изображения. Этот вопрос уже обсуждался в [6]. Для телескопов, работающих в наземных условиях, оптимальный размер элементарного зеркала $d = 0,5 \div 1,0$ м. Положения всех элементарных зеркал друг относительно друга должны контролироваться и корректироваться таким образом, чтобы их отклонения от плоскости не превышали величины $\lambda/20$. В этом случае обеспечивается разрешающая способность телескопа, близкая к дифракционной.

Главное зеркало телескопа также может быть составным, но его элементы не контролируются и не подстраиваются во время работы телескопа. Их первоначальная настройка может быть осуществлена с помощью плоского зеркала 3. Если система контроля обеспечивает идеальность его поверхности с точностью $\lambda/20$, то настройка главного зеркала может производиться в следующем порядке. Плоское зеркало располагается горизонтально в фокальной плоскости главного зеркала, так чтобы каждый его элемент находился против элемента составного зеркала. В фокусе главного зеркала помещается точечный источник S , рис.2.

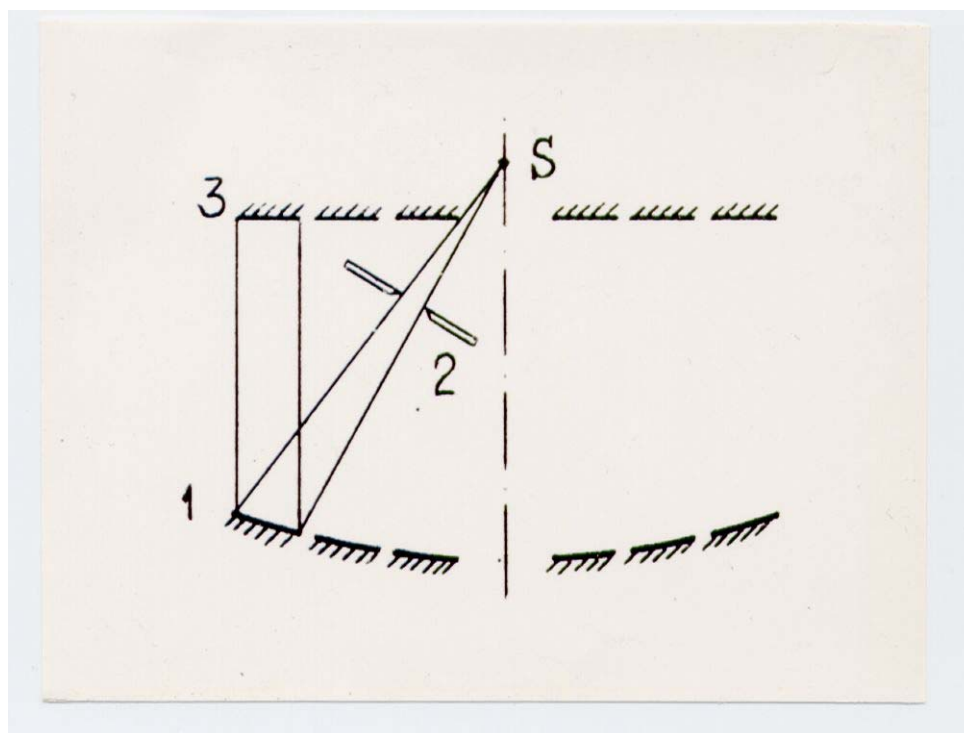


Рис.2.

Диафрагма 2 отсекает лучи, не попадающие на зеркала 1 и 3. Лучи, идущие от источника S после последовательного отражения от поверхности элементов 1, 3, 1 возвращаются в точку S , если элемент 3 занимает идеальное положение. В противном случае изображение точечного источника, образованное отраженными лучами, не совпадает с источником S . Анализатор, описанный в [6], [7], позволяет измерить это отклонение с точностью $0'',05 = 2,5 \cdot 10^{-7}$ радиан. Таким образом, изменяя положение элемента 1, добиваются минимального отклонения. При этом отклонение элемента от идеального параболоида составляет

величину $0,125 \text{ мкм} \approx \lambda/4$ для $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$. Освещая последовательно все элементы главного зеркала, осуществляют его настройку.

▪ **Плавающий эталонный диск и элементы системы контроля**

Один из основных вопросов при рассмотрении систем контроля поверхности составных зеркал является вопрос о выборе эталона, относительно которого измеряются отклонения элементарных зеркал. Например, в системах контроля с уголковыми отражателями [6,7] в качестве такого эталона служит одно из элементарных зеркал составного зеркала. В системах с лазерным интерференционным контролем [1-5, 8] таким эталоном служит сферический фронт излучения контрольного лазера.

В настоящей работе в качестве эталона предлагается использовать плоский тонкий диск, находящийся во взвешенном состоянии в жидкости с удельным весом, равным удельному весу материала диска. На рис.3 изображено сечение такого эталона по диаметру. Диск 1 находится во взвешенном состоянии в жидкости 2, заполняющей под небольшим давлением загерметизированный цилиндрический резервуар 3. Положение плоских элементарных зеркал 4 относительно поверхности эталонного диска контролируется с помощью датчиков 5, сигналы с которых подаются на анализирующее устройство.

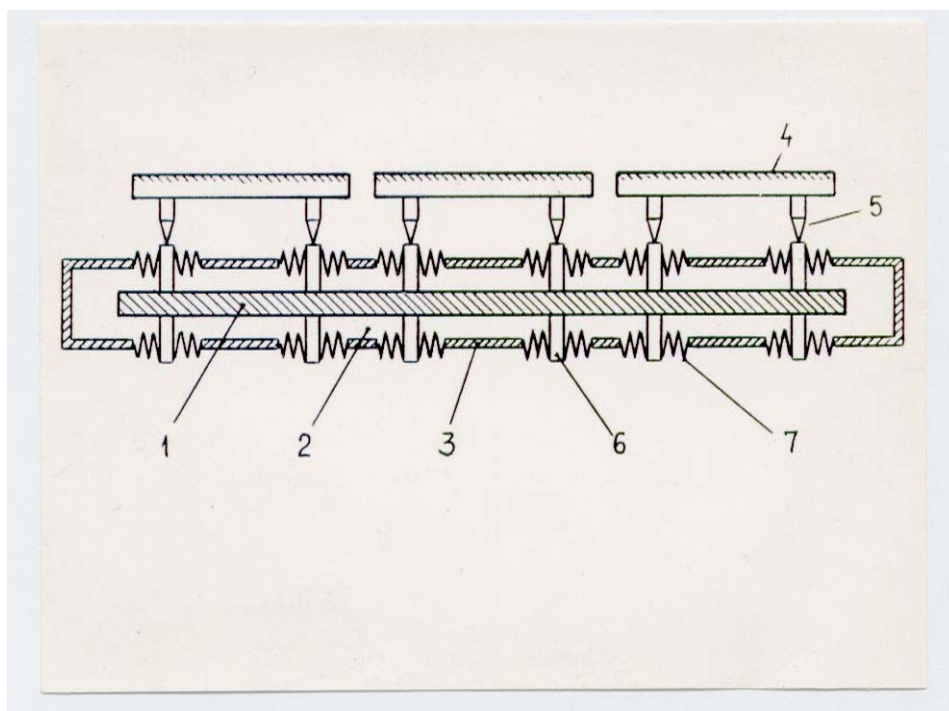


Рис.3.

На рис.3 представлен вариант схемы, в которой перемещения зеркал 4 измеряются относительно торцов стержней 6, жестко соединенных с эталонным диском и выведенных наружу с помощью сильфонов 7, обеспечивающих механическую развязку стержней и корпуса резервуара. Вывод стержней осуществлен симметрично в обе стороны, чтобы не нарушить симметричность гидростатического давления. Перемещение элементарных зеркал осуществляется с помощью исполнительных механизмов, подвижная часть которых жестко соединена с зеркалами. На рисунке анализирующее устройство и исполнительные механизмы не показаны.

На каждое элементарное зеркало приходится три датчика, измеряющие отклонение зеркала от плоскости верхней грани эталонного диска и три исполнительных механизма, предназначенные для компенсации этого отклонения.

В качестве датчика перемещений можно, по-видимому, будет использовать датчик, выполненный на основе гальваномагнитного измерителя перемещений (ГИП-1), разработанного в СКБ Института полупроводников АН СССР совместно с Ленинградским Институтом авиационного приборостроения. Его разрешающая способность до 0,01 мкм, предел измерения до 0,2 мм и пороговая чувствительность 10 Å. Конструктивно измеритель выполнен на базе механической системы измерительной головки ИГП ГОСТ 6933-61. Трудность применения гальваномагнитного микрометра (ГИП-1) состоит в том, что элементарное зеркало и эталонный диск оказываются механически связанными, что может привести к дополнительной деформации эталонного диска. Поэтому вероятно будет необходимо осуществление механической развязки элементов гальваномагнитного микрометра.

▪ Деформации эталонного диска

Рассмотрим деформации эталонного диска, находящегося во взвешенном состоянии. Эти деформации возникают из-за гидростатического давления жидкости, которое мы обозначим буквой p . Оно пропорционально глубине, на которой находится рассматриваемая точка. В силу этого распределение давления по поверхности оснований эталонного диска и по его боковой цилиндрической поверхности неоднородно, что приводит как к его неравномерному сжатию, так и к изгибу.

Для удобства рассмотрения деформаций введем неподвижную систему координат $Ox'y'z'$. Ее ось Oz' направлена вертикально, а плоскость $Ox'y'$ лежит

в горизонтальной плоскости. С эталонным диском жестко свяжем систему координат, которую обозначим посредством $Oxyz$, рис.4. Начало этой системы координат поместим в центр диска. Обозначим глубину погружения центра диска буквой h_0 . Чтобы найти давление жидкости в точке M , координаты которой в системе $Oxyz$ есть x, y, z , мы должны выразить глубину погружения этой точки $h = h_0 - z'$ через значения ее координат в системе $Oxyz$. Как известно, связь между координатами x, y, z и h может быть выражена следующим образом

$$h = h_0 - z' = h_0 - (a_{31}x + a_{32}y + a_{33}z), \quad (1)$$

где a_{31}, a_{32} и a_{33} геометрически представляют собой косинусы углов между осями Oz и Ox' , Oz и Oy' , Oz и Oz' . Угол между осями Oz и Oz' обозначим через γ' , рис.4а.

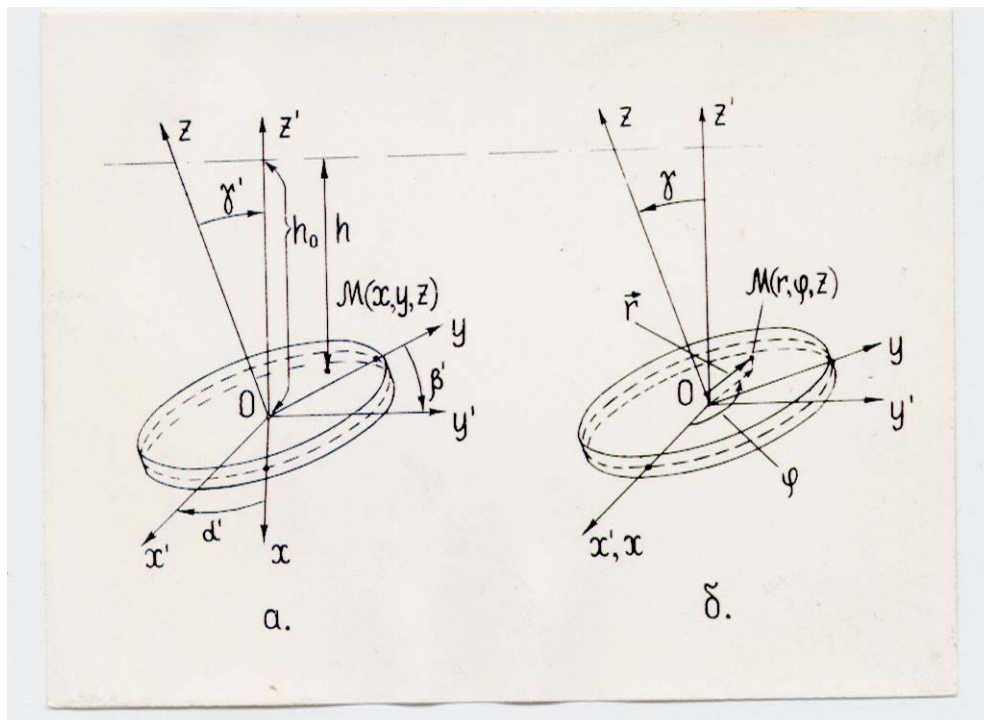


Рис.4.

С точки зрения деформаций эталонного диска в гравитационном поле представляет интерес вращение только вокруг оси Ox' . Тогда

$$h(x, y, z, \gamma) = h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma, \quad (2)$$

где $\gamma = -\gamma'$ — угол между вертикальной осью и осью Oz , рис.4б. С учетом (2) гидростатическое давление в точке M

$$p(x, y, z, \gamma) = \rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma), \quad (3)$$

причем оно всегда направлено нормально к поверхности эталонного диска.

Уравнение равновесия тела, находящегося в поле тяжести, имеет вид [9]:

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho g_i = 0, \quad (4)$$

где σ_{ik} – компоненты тензора напряжений, \mathbf{g} – вектор напряженности гравитационного поля, а граничные условия имеют вид

$$\sigma_{ik} n_k = p_i. \quad (5)$$

Выпишем их в явном виде. На боковой поверхности $n_x = \cos \varphi$, $n_y = \sin \varphi$, $n_z = 0$, где φ – угол между осью Ox и полярным радиус-вектором рассматриваемой точки. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} \cos \varphi + \sigma_{xy} \sin \varphi &= -\rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma) \cos \varphi, \\ \sigma_{yx} \cos \varphi + \sigma_{yy} \sin \varphi &= -\rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma) \sin \varphi, \\ \sigma_{zx} \cos \varphi + \sigma_{zy} \sin \varphi &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

На верхней и нижней гранях получим $n_x = n_y = 0$; $n_z = \cos \vartheta$, где ϑ – угол между осью Oz и нормалью к граням. Для верхней грани $\vartheta = 0$, для нижней грани $\vartheta = \pi$. Граничные условия здесь такие:

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} \cos \vartheta &= 0, \\ \sigma_{yz} \cos \vartheta &= 0, \\ \sigma_{zx} \cos \vartheta + \sigma_{zy} \sin \vartheta &= -\rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma) \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (7)$$

Так как в (4) g_i можно считать не зависящими от x, y, z , то σ_{ik} будем искать в виде линейных функций переменных x, y, z . Подставляя эти линейные функции с неизвестными коэффициентами при x, y, z в (6, 7) и, приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях x, y, z , получим

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} &= -\rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma), \\ \sigma_{xy} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражая компоненты тензора деформаций u_{ik} по известным формулам [9] (которые имеют место при выполнении закона Гука) через компоненты тензора напряжений σ_{ik} из (8), получим

$$\begin{aligned} u_{xx} = u_{yy} = u_{zz} &= -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g (h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma), \\ u_{xy} = u_{xz} = u_{yz} &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где σ – коэффициент Пуассона, а E – модуль Юнга.

Компоненты u_x, u_y, u_z вектора смещений находим путем интегрирования u_{xx}, u_{yy}, u_{zz} соответственно по x, y и z :

$$\begin{aligned} u_x &= -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g [(h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma)x + A(y, z)], \\ u_y &= -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left[(h_0 - z \cos \gamma)y - \frac{y^2}{2} \sin \gamma + B(x, z) \right], \\ u_z &= -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left[(h_0 - y \sin \gamma)z - \frac{z^2}{2} \cos \gamma + C(x, y) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где A, B и C – функции, не зависящие соответственно от x, y и z .

Полученные компоненты вектора деформации \mathbf{u} должны удовлетворять условию равновесия [9]

$$\nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{1-2\sigma} \text{grad div } \mathbf{u} = -\rho \mathbf{g} \frac{2(1+\sigma)}{E} \quad (11)$$

и граничным условиям (5), в которых σ_{ik} выражены через u_{ik} , и уравнениям совместности для линейных деформаций [10]. Из граничных условий следует, что на поверхности должны выполняться равенства

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} = 0. \quad (12)$$

Подставляя (10) в (12), получим, что u_x, u_y, u_z могут быть представлены в виде:

$$u_x = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g [(h_0 - y \sin \gamma - z \cos \gamma)x + A_0], \quad (13)$$

$$u_y = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left[(h_0 - z \cos \gamma)y + \frac{x^2 - y^2 + z^2}{2} \sin \gamma + B_0 \right], \quad (14)$$

$$u_z = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left[(h_0 - y \sin \gamma)z + \frac{x^2 + y^2 - z^2}{2} \cos \gamma + C_0 \right], \quad (15)$$

где A_0, B_0 и C_0 – произвольные постоянные. Эти постоянные можно найти из условия, что при $x = y = z = 0$ также и $u_x = u_y = u_z = 0$. Тогда $A_0 = B_0 = C_0 = 0$.

Прямой подстановкой можно убедиться, что решения (13) – (15) удовлетворяют уравнению равновесия (11). Так как искривление плоской поверхности эталонного диска определяется только компонентой u_z вектора деформации, то исследуем ее характер и величину более подробно. Максимальных значений u_z

достигает в горизонтальном положении эталонного диска, то есть при $\gamma = 0$.
Выражение для \mathbf{u} примет вид:

$$u_x = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g (h_0 - z)x, \quad (16)$$

$$u_y = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g (h_0 - z)y, \quad (17)$$

$$u_z = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left(h_0 z + \frac{x^2 + y^2 - z^2}{2} \right). \quad (18)$$

Представим u_z в виде

$$u_z = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left(h_0 z + \frac{r^2 - z^2}{2} \right), \quad (19)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$ – полярный радиус-вектор.

Пусть a – толщина эталонного диска. Вид деформаций, задаваемых формулами (16) – (19) при $h_0 = a/2$ представлен на рис.5.

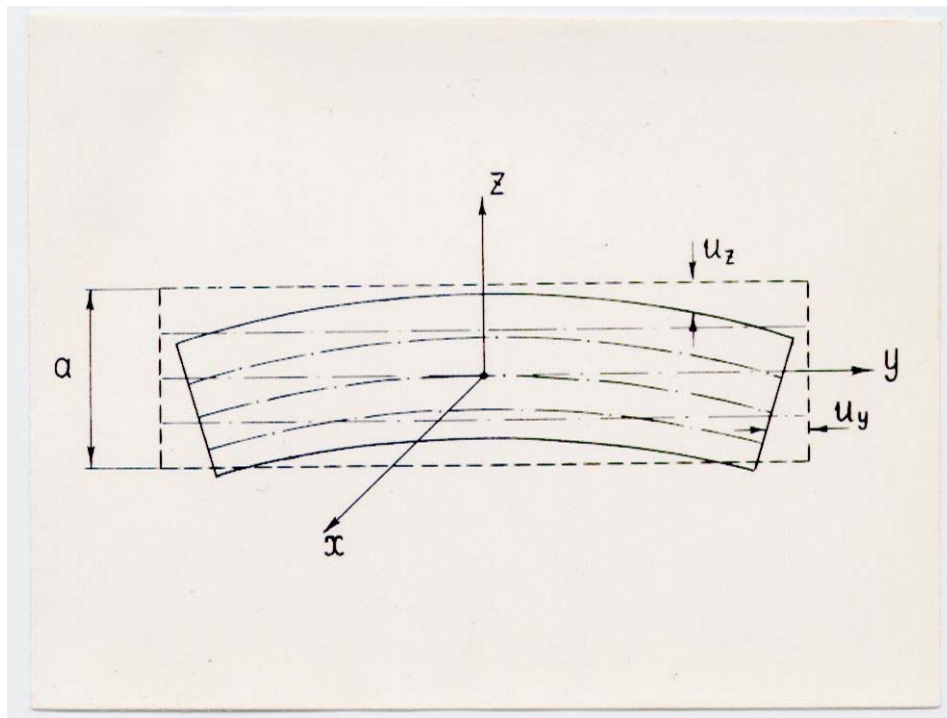


Рис.5.

Видим, что для некоторого z компонента u_z вектора деформации как функция r представляет собой параболоид вращения с вершиной, лежащей на

вертикальной оси Oz' . Причем, для разных z эти параболоиды одинаковые; их вершины находятся в точках

$$u_z(0, z, 0) = -\frac{1-2\sigma}{E} \rho g \left(h_0 z - \frac{z^2}{2} \right), \quad (20)$$

а оси совпадают с осью Oz' . Существенно то, что u_x , u_y и u_z , описываемые формулами (13) – (19), не зависят от соотношения продольных и поперечных размеров эталонного диска.

Найдем отклонение верхней грани диска от идеальной плоскости. Обозначим через

$$\delta u_z = u_z(r, a/2, 0) - u_z(0, a/2, 0). \quad (21)$$

Подставляя сюда u_z из (19), найдем

$$\delta u_z = -\frac{1-2\sigma}{2E} \rho g r^2. \quad (22)$$

Пусть диск изготовлен из алюминия. Для него $\rho = 2,7$ г/см³; $E = 7,05 \cdot 10^{11}$ дин/см²; $\sigma = 0,345$ [11]. Величину напряженности гравитационного поля считаем $g = 9,8 \cdot 10^2$ см/с². Диаметр эталонного диска D_0 принимаем равным $6 \cdot 10^2$ см, то есть $R_0 = 3 \cdot 10^2$ см. Подставляя эти значения в (22), получаем $|\delta u_z| = 0,528$ мкм.

Если телескоп предназначен для приема инфракрасного излучения с длиной волны $\lambda = 10$ мкм, то максимальное отклонение от плоскости δu_z составляет величину, равную примерно $\lambda/20$. Такое отклонение от плоской поверхности обеспечивает требуемое разрешение телескопа.

Для волн оптического диапазона, для которых $\lambda \approx 5000 \text{ \AA} = 0,5$ мкм δu_z составляет величину порядка λ . Такое отклонение от плоскости уже не обеспечивает требуемое разрешение. Однако, как уже отмечалось выше, характер деформаций эталонного диска не зависит от его геометрии и определяется только упругими свойствами материала диска и величиной угла γ . Следовательно, в каждой точке эталонного диска компонента деформации u_z вектора деформации является регулярной функцией r, γ и может быть учтена в анализирующем устройстве и скомпенсирована с помощью исполнительных механизмов путем соответствующего разворота элементарных зеркал относительно поверхности верхней грани эталонного диска.

С другой стороны, если нет компенсации, то поверхность зеркала параболическая. Это приводит к тому, что плоский фронт падающего на телескоп излучения превращается в сферический фронт, который можно исправить перефокусировкой телескопа. Однако эти вопросы требуют дальнейшей разработки и не освещены в настоящей работе.

▪ **Ограничения на угловую скорость и угловое ускорение системы зеркал телескопа**

При обзоре небесной сферы зеркала телескопа приводятся в движение. Возникающие при этом силы инерции воздействуют на жидкость и эталонный диск аналогично гравитационным силам и, складываясь с ними, должны приводить к дополнительным деформациям. Рассмотрим более подробно, в каких движениях участвуют зеркала 3 и 4, рис.1, при круговом обзоре небесной сферы. Зеркало 3 вращается вокруг вертикальной оси с угловой скоростью Ω , проходящей через его центр, а зеркало 4 вращается с той же скоростью вокруг той же оси, но эта ось уже не проходит через центр зеркала, рис.6.

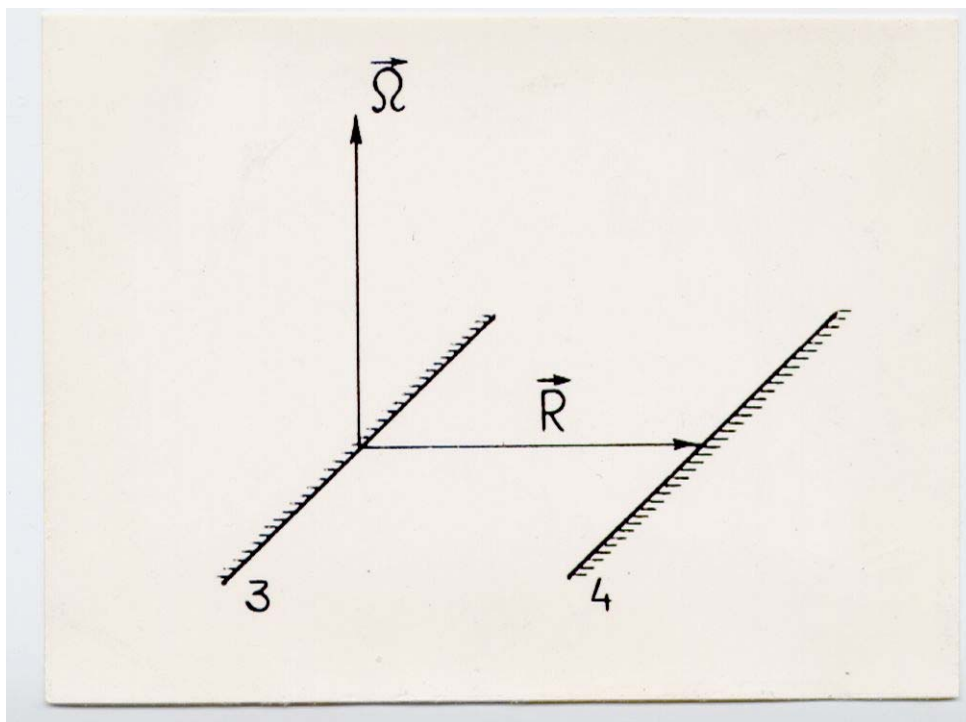


Рис.6.

Расстояние между центром зеркала и вертикальной осью обозначим через $R = |\mathbf{R}|$. Зеркало 4, рис.1, участвует, следовательно, не только во вращательном движении, как, например, зеркало 3, но и в поступательном движении. Действи-

тельно, любое перемещение твердого тела и жестко связанной с ним системы отсчета S' всегда можно представить как совокупность поступательного перемещения и изменения ориентации с осью поворота, проходящей через начало системы S' [12].

Отметим, что ускорение поступательного движения не будет приводить к возникновению течений жидкости и смещениям эталонного диска. Его влияние эквивалентно добавлению к вектору напряженности гравитационного поля \mathbf{g} вектора ускорения \mathbf{w} , так что результирующий вектор будет равен

$$\mathbf{g} + \mathbf{w}, \quad (23)$$

где $w = [\Omega[\Omega R]]$. Чтобы добавка не влияла на деформации эталонного диска необходимо и достаточно, как это следует из (23), чтобы

$$|\mathbf{w}| < 0,1|\mathbf{g}|. \quad (24)$$

При равномерном круговом обзоре небесной сферы (24) имеет вид:

$$\Omega^2 R < 0,1g. \quad (25)$$

Отсюда получаем ограничение на Ω :

$$\Omega < \sqrt{\frac{0,1g}{R}}. \quad (26)$$

Для $R = 600$ см получаем, что $\Omega < 0,404$ рад/с = $23,2$ °/с. На стадии разгона в ускорении фигурирует также член, равный [12]

$$\mathbf{w} = [\dot{\Omega}R], \quad (27)$$

где $\dot{\Omega} = d\Omega/dt$ – угловое ускорение. Условие того, что это ускорение не влияет на деформации эталонного диска аналогично (24) и имеет вид:

$$\dot{\Omega}R < 0,1g. \quad (28)$$

Отсюда получаем ограничение на $\dot{\Omega}$:

$$\dot{\Omega} < 0,1g/R. \quad (29)$$

Для $R = 6$ м получаем $\dot{\Omega} < 0,16$ рад/с² = $9,15$ °/с².

Итак, при $\Omega < 23,2$ °/с и $\dot{\Omega} < 9,15$ °/с² влиянием неравномерного поступательного движения можно пренебречь.

Рассмотрим теперь вращения обоих зеркал вокруг вертикальных осей, проходящих через их центры. Если резервуар с эталонным диском и составным зеркалом закреплен жестко в оправе, которая вращается вокруг вертикальной оси, проходящей через центр главного зеркала, с угловой скоростью Ω , то вращение резервуара можно разложить на два. Одно вращение вокруг оси нормаль-

ной к его основанию и проходящей через его центр характеризуется проекцией вектора Ω на нормаль к поверхности основания резервуара Ω_n , рис.7. Другое вращение характеризуется проекцией Ω на плоскость основания резервуара Ω_τ . Посмотрим, к чему приводят оба эти вращения.

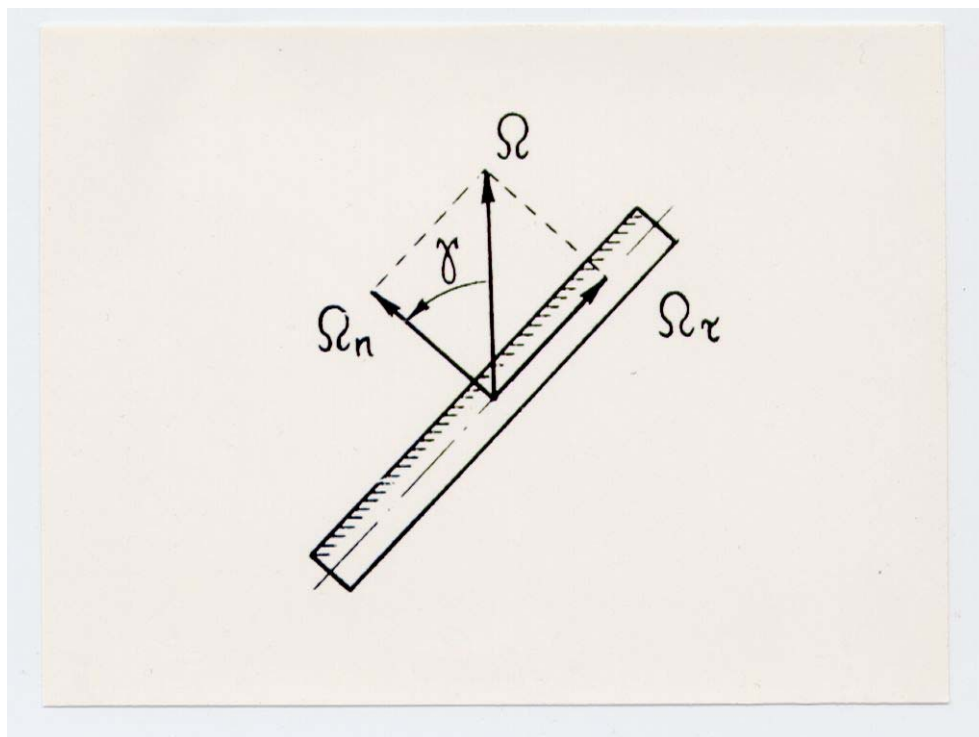


Рис.7.

Очевидно, что вращение вокруг нормали, как вокруг оси аксиальной симметрии, приводит к тому, что резервуар начинает вращаться, а жидкость с находящимся в нем эталоном в силу инертности продолжает оставаться в покое. Следовательно, элементарные зеркала, связанные с оправой и резервуаром, занимают уже другое положение относительно эталона, чем они имели в начальный момент времени. Чтобы такое перемещение не влияло на работу системы контроля, потребовалось бы, чтобы поверхность эталонного диска была обработана с оптической точностью. Это, конечно, жесткое требование к эталону, поэтому предлагается другой путь. Он состоит в исключении вращения резервуара с составным зеркалом вокруг нормали. Для этого резервуар и составное зеркало должны иметь возможность вращаться в оправе. Соответствующий механизм должен обеспечивать вращение в оправе резервуара и составного зеркала. Если оправа повернулась вокруг вертикальной оси на угол ψ , то этот механизм должен повернуть резервуар с составным зеркалом вокруг нормали на угол

$\psi_n = -\frac{\Omega_n}{\Omega} \psi$. При этом эталонный диск не будет испытывать вращательных смещений относительно элементарных зеркал.

Величину Ω_n можно выразить через $|\Omega|$ и угол γ между вертикальной осью и нормалью

$$\Omega_n = |\Omega| \cos \gamma. \quad (30)$$

Тогда угол, на который необходимо поворачивать резервуар, и составное зеркало, будет равен

$$\psi_n = -\psi \cos \gamma. \quad (31)$$

В результате такого поворота движение составного зеркала 4, рис.1, с резервуаром будет представлять собой совокупность только поступательного движения и вращения, а зеркало 3, рис.1, только вращения с угловой скоростью $\Omega_\tau = \Omega \sin \gamma$ вокруг оси, параллельной плоскости оснований резервуара и проходящей через центр эталонного диска, рис.7.

Рассмотрим более подробно это вращение. На рис.8 изображено поперечное сечение резервуара (без эталонного диска), сделанное плоскостью нормальной к оси вращения. Перейдем во вращающуюся систему координат, жестко связанную с вращающимся резервуаром.

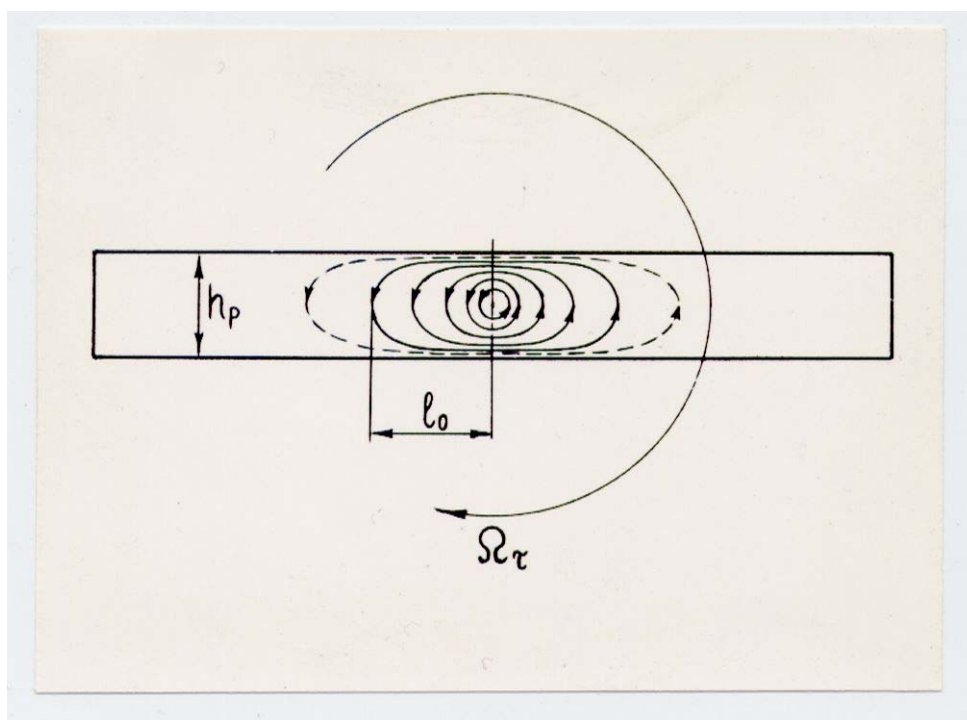


Рис.8.

Очевидно, что при установившемся вращении резервуара жидкость относительно него неподвижна, так как энергия ее движения, приобретенная во время разгона, диссипируется за счет ее вязкости. Поэтому при установившемся вращении на деформациях эталонного диска сказывается только инерциальная сила, максимальное значение которой определяется, как $\Omega_r^2 R_0$, где R_0 есть радиус эталонного диска. При этом ограничения на Ω_r аналогичны ограничениям на Ω (26).

Во время ускорения резервуара возникает движение жидкости, что должно приводить к дополнительной деформации эталонного диска. Качественно линии тока представлены на рис.8. Расстояние l_0 от центра резервуара, где скоростью жидкости можно пренебречь, по всей вероятности, будет зависеть от соотношения между вязкостью жидкости и высотой цилиндрического резервуара h_p . Варьируя соотношение между этими параметрами, по-видимому, можно будет добиться того, что даже при больших угловых ускорениях движение жидкости не будет сказываться на деформациях эталонного диска. Этот вопрос требует отдельной проверки и в настоящей работе не исследован.

▪ **Заключение**

В настоящей работе предложено в качестве эталона составного оптического зеркала использовать диск из упругого материала, находящийся во взвешенном состоянии в жидкости с удельным весом, равным удельному весу материала, из которого изготовлен диск.

Показано, что деформации такого диска представляют собой изгиб и всестороннее сжатие и не зависят от соотношения его геометрических размеров. Они обусловлены только упругими свойствами материала диска и его наклоном к горизонтальной плоскости, причем отклонения поверхности оснований диска от плоскости достигают максимальной величины на краях диска при горизонтальном его положении. Для алюминия при диаметре диска 6 м эти отклонения на краях достигают величины $\approx 0,5$ мкм. Для длин волн 10 мкм это составляет величину $\lambda/20$ и, следовательно, для таких длин волн такой диск может непосредственно использоваться в качестве эталонной поверхности шестиметрового составного зеркала.

Для оптического диапазона смещения порядка 0,5 мкм составляют величину $\approx \lambda$, и непосредственно такой диск для контроля положения элементарных зеркал использован быть не может. Однако мы хотим еще раз обратить внима-

ние на тот факт, что характер деформаций эталонного диска не зависит от его геометрии и их величина является функцией только расстояния от центра диска до данной точки на его поверхности и угла наклона диска к горизонтальной плоскости. В принципе величина этой деформации может быть учтена в анализирующем устройстве и скомпенсирована соответствующим перемещением элементарных зеркал. Поэтому, по-видимому, эталонный диск во взвешенном состоянии может быть также использован и в оптическом диапазоне волн.

Обсуждается вопрос о влиянии вращений и угловых ускорений на деформацию эталонного диска. Показано, что вращения с угловой скоростью $\Omega < 23,2$ $^{\circ}/\text{с}$ и угловыми ускорениями $\dot{\Omega} < 9,15$ $^{\circ}/\text{с}^2$ можно не учитывать. Здесь речь идет о круговом поступательном движении резервуара с эталонным диском. Вопрос же о влиянии вращений самого резервуара на деформации диска требует дальнейшего анализа.

Для облегчения веса конструкции эталонный диск может быть заменен решеткой из стержней, плавающей в решетчатом трубчатом резервуаре.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Crane R. IEEE Trans. Aerospace and Electronic Syst., AES-5, No.2, 279 (1969).
2. Creedon J.F., Robertson H.J. Aerospace and Electronic Syst., AES-5, No.2, 287 (1969).
3. Crane R. Appl. Optics, 8, No 3, 538 (1969).
4. Polhemus C., Chohol C. Appl. Optics, 10, No 2, 441 (1971).
5. Robertson H.J. Phys. Abstracts, 74; No 917 (1971).
6. Гвоздев М.И., Димов Н.А., Жерноклеев Н.Л., Зуев В.С., Калачев П.Д., Марченко Т.И., Орлов Е.П., Сауткин В.А. Аванпроект. Составной телескоп (1972).
7. Гвоздев М.И., Димов Н.А., Жерноклеев Н.Л., Зуев В.С., Калачев П.Д., Кокурин Ю.Л., Марченко Т.И., Орлов Е.П., Сауткин В.А. УФН, 111, 558 (1973).
8. Зуев В.С., Орлов Е.П., Сауткин В.А. Квантовая электроника, 1, 78 (1975).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Наука, Москва, 1965.
10. Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред. «Мир», Москва, 1974.
11. Кей Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. Госуд. издат. физико-математической литературы. Москва, 1962.
12. Ольховский И.И. Курс теоретической механики для физиков. Наука, Москва, 1970.