

М. Романова

**Исследование параболических зеркал
методом Гартманна**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 001
ББК 72
М11

М11 **М. Романова**
Исследование параболических зеркал методом Гартманна / М. Романова – М.: Книга по Требованию, 2023. – 80 с.

ISBN 978-5-458-59051-8

Для исследования параболических зеркал был применен метод Гартманна. Экспериментально определяли продольные отклонения отраженных лучей при конечном расстоянии от зеркала до светящейся точки и производили необходимые поправки для перехода к абберрациям при параллельном оучке света, падающего на зеркало. По продольной абберрации подсчитывали отклонения зеркальной поверхности от ближайшего параболоида. Наибольшее отклонение h_0 от ближайшего параболоида характеризовало качество изображения, точнее его интенсивность в центре. Вместе с тем такие кривые указывали один из наиболее быстрых путей для исправления зеркала. Этим способом была испытана и исправлена серия из 10 зеркал, изготовленных А.А.Чижиным в мастерской Оптического Института в Ленинграде.

ISBN 978-5-458-59051-8

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2023
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2023

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

кружка в 0,4 мм., то есть достигала $\frac{1}{200}$ диаметра. Поэтому, если диаметр отверстий на диафрагме в методе Гартманна или расстояние между щелями в методе Коттона не будет слишком мало, точность измерения расстояний в плоскости перпендикулярной к оси приближается к точности метода Майкельсона.

Так, например, мы брали диаметр отверстий на диафрагме, равным $\frac{1}{500}$ фокусного расстояния F и, при работе с длиной волны в 430 μ при расстояниях от зеркала до изображения близких к фокусному имели указанную точность измерения расстояний на внефокальных снимках порядка 2—3 микрона, что соответствовало точности определения отклонений волновой поверхности на краю зеркала в

$$0,00016 \frac{D}{F} \text{ мм.},$$

где D — диаметр и F — фокусное расстояние зеркала. Исследованные нами зеркала имели отношение $\frac{D}{F}$ от $\frac{1}{10}$ до $\frac{1}{5}$. Погрешность определения отклонений волновой поверхности была для них поэтому меньше

$$0,06 \lambda,$$

считая $\lambda = 540 \mu$, длине волны наиболее действующего света при визуальных наблюдениях.

Можно увеличить точность метода Гартманна, увеличивая диаметр отверстий на диафрагме, а метода Коттона — увеличивая расстояние между щелями. При этом предполагается изменение аберрации на протяжении отверстия в методе Гартманна очень малым, на расстоянии же между щелями в методе Коттона изменение аберраций, хотя и заметным, но плавным. Если бы наши зеркала имели более значительную аберрацию, изменение которой на протяжении отверстия в $0,002 F$ нельзя было бы считать близким к нулю, или если бы при исследовании зеркал с большим отношением $\frac{D}{F}$ такие отверстия давали бы малую точность, можно было перейти к методу Коттона. Наконец, при точном определении аберрации зеркал с резко и неправильно меняющейся поверхностью было бы удобнее обратиться к методу Майкельсона, который непосредственно дает разность отклонений между двумя точками волновой поверхности.

Исследованные нами зеркала имели малое отношение диаметра к фокусу, не очень большую и плавно меняющуюся аберрацию и метод Гартманна давал нам достаточную точность. Что же касается длительности, то всякий метод количественного исследования будет длительным при большом числе испытываемых точек оптической системы.

Лишнее время в методе Гартманна приходится тратить только на измерение второго внефокального снимка. Но измерение этого снимка позволяет отодвинуть внефокальные пластинки далеко от фокуса, исследовать все намеченные точки одновременно и легко воспользоваться выгодами метода фотографирования.

ГЛАВА I.

Определение продольной аберрации.

1. Продольное отклонение. Методом Гартманна определяется направление выходящих из оптической системы лучей. Для этого перед оптической системой устанавливается диафрагма AB с рядом небольших отверстий. Тонкий пучок света, проходящий через отверстие диафрагмы, отождествляется с лучом проходящим через центр отверстия. На пути выходящих лучей, неподалеку от фокуса, устанавливаются две фотографические пластинки, параллельные между собой, одна до фокуса — внутренний снимок I , другая после фокуса — внешний снимок E .

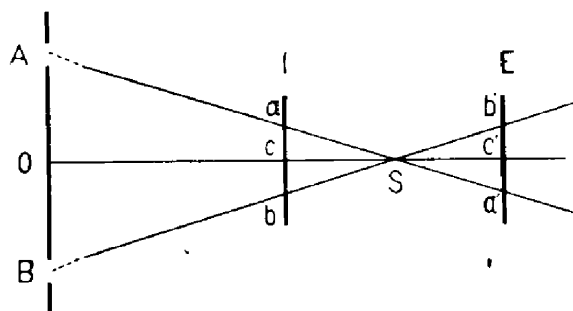


Рис. 1.

Точки a и a_1 определяют направление луча aS , проходящего через центр отверстия A , точка c и c' — направление оптической оси cc' системы. На внефокальных снимках точкам a_1, a', c_1, c' будут соответствовать центры дифракционных пятен, размеры которых будут зависеть от диаметра отверстий диафрагмы. Из подобных треуголь-

ников caS и $c'a'S$ следует, что расстояние x_1 от пластинки I до точки S пересечения луча AS с оптической осью cc' равно

$$x_1 = \frac{e_1}{e_1 + e_2} (x_1 + x_2), \quad (1)$$

где x_2 расстояние от точки S до пластинки E , $e_1 = ca$ и $e_2 = c'a'$ расстояния между центрами дифракционных пятен на внефокальных снимках.

Если система симметрична относительно оси, луч bb' , проходящий через отверстие B , расположенное на одном диаметре диафрагмы с отверстием A и на том же расстоянии r от ее центра, пересечет ось в той же точке S . Расстояние x_1 от пластинки I до точки S пересечения лучей aa' и bb' определится по прежней формуле (1) только под e_1 и e_2 , вместо расстояний ca и $c'a'$ нужно подразумевать вдвое большие расстояния aa' и bb' между центрами дифракционных пятен, соответствующих отверстиям A и B диафрагмы.

Все лучи зоны r симметричной оптической системы, то есть пересекающие диафрагму на одном и том же расстоянии r от ее центра пересекутся между собой в той же точке S , которую можно назвать фокусом зоны r . Фокусы различных зон могут несовпадать между собою или потому, что система имеет недостатки, или потому что источник света расположен не на том расстоянии, для которого система рассчитана. Разность Δf расстояний от пластинки I до фокуса зоны r и от пластинки I до фокуса зоны r_0 будем называть продольным отклонением.

$$\Delta f = (x_1)_r - (x_1)_{r_0} = \left\{ \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_r - \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_{r_0} \right\} (x_1 + x_2). \quad (2)$$

В симметричной системе Δf равно расстоянию между фокусами зон r и r_0 . При бесконечно удаленном источнике света в системе, предназначенной для астрономических наблюдений, фокусы всех зон должны бы были совпадать между собою. Продольное отклонение в этом случае, будет зависеть только от недостатков изготовления оптической системы. Будем называть его продольной аберрацией и обозначать через ΔF .

Если система симметрична, удобнее исследовать сразу пару лучей, одной и той же зоны, так как это было только что описано. Дело в том, что при неправильной установке светящейся точки на оси системы, мы можем иметь значительное смещение точки пересечения каждым исследуемым лучом оси системы, в то время как точка пересечения двух лучей одной и той же зоны, расположенных в одной меридиональной плоскости, как лучи aa' и bb' при этом почти не изменится (Подробнее это рассмотрено в „Приложении II). Поэтому, если даже система не вполне симметрична, в отношении точности установки, проще исследовать сразу пару симметричных лучей. Расстояния $(x_1)_r^0$ от внутреннего снимка до точки пересечения этой пары лучей для различных азимутов φ одной и той же зоны r будут неравны между собою. В формуле (2) под $(x_1)_r$, $(x_1)_{r_0}$ будем подразумевать среднее из всех $(x_1)_r^0$ и $(x_1)_{r_0}^0$. Отклонение же системы от симметрии, обычно, характеризуют астигматизмом a , равным полуразности расстояний от внутреннего снимка до точки пересечения лучей зоны r , расположенных в двух взаимно перпендикулярных меридиональных плоскостях, то есть соответствующих отверстиям, расположенным на взаимно-перпендикулярных диаметрах диафрагмы, так, что

$$a_r = \frac{(x_1)_{r^0} - (x_1)^{90}_r}{2}. \quad (3)$$

Вместо того, чтобы измерять расстояния на втором внефокальном снимке, можно было бы измерять расстояния на диафрагме, подобно тому как это делается в методах Майкельсона или Коттона. Пусть f расстояние от диафрагмы до фокуса зоны r и r' расстояния от центра диафрагмы до точек пересечения диафрагмы лучами aa_1 и bb_1 . Тогда

$$x_1 = \frac{f}{2r'} e_1,$$

а зонная продольная абберация

$$\Delta f = \frac{f_1}{2r'} \left\{ (e_1)r - (e_1)r_0 \frac{r'}{r_0'} \right\}. \quad (4)$$

Разность в скобках невелика, поэтому расстояние f может быть определено с малой точностью. Отношение же $\frac{r'}{r_0'}$ должно быть известно тем точнее чем больше e_1 . Если бы в методе Гартманна мы могли расположить внефокальный снимок очень близко к фокусу, можно было бы отказаться от измерения второго внефокального снимка, ограничиваясь промером диафрагмы с такой же малой точностью, как и в методах Майкельсона и Коттона. При одновременном исследовании всех отверстий диафрагмы, внефокальные снимки в методе Гартманна отодвигают довольно далеко от фокуса. Диафрагму придется измерять с большей точностью и располагать непременно за оптической системой после выхода из нее лучей, чтобы r_0' и r' совпадали с расстояниями r и r_0 от центра диафрагмы до центра отверстия. В этом случае нет никакой выгоды промерять диафрагму вместо второго внефокального снимка.

2. **Переход от продольного отклонения к продольной абберации.** Определяя экспериментально продольное отклонение зеркал Δf при конечном расстоянии от зеркала до светящейся точки, мы переходили путем пересчета к абберациям ΔF для бесконечно удаленной светящейся точки.

С. О. Майзель первый предложил исследовать зеркала при любом расстоянии от зеркала до светящейся точки и вывел формулу, связывающую продольное отклонение с продольной абберацией. Приведем вывод этой формулы в несколько видоизмененном виде.

Прежде всего найдем связь между положениями точек пересечения светового луча с осью до и после отражения от поверхности зеркала.

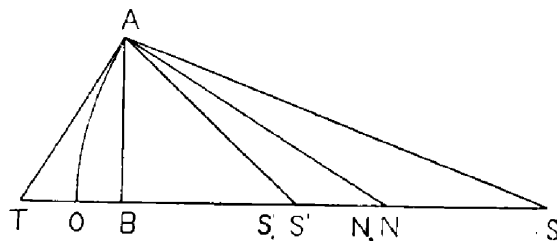


Рис. 2.

Пусть S светящаяся точка, A —точка поверхности зеркала, O вершина зеркала. OS —оптическая ось; AS и AS' лучи до и после отражения; AN и AT —нормаль и касательная к точке A поверхности; AB перпендикуляр, опущенный из точки A на оптическую ось.

AN и AT —внешняя и внутренняя бисектриссы угла SAS' , следовательно точки T и N гармонически связаны с точками S и S' и

$$\frac{1}{TS} + \frac{1}{TS'} = \frac{2}{TN}. \quad (5)$$

Эта формула обобщает известную формулу для параксиальных лучей. В самом деле, в последнем случае точка T совпадает с вершиной зеркала, а TN равняется радиусу кривизны в точке O . Для случая параксиальных лучей формула переходит в

$$\frac{1}{OS} + \frac{1}{OS_0'} = \frac{2}{ON_0'} \quad (6)$$

причем точки S_0' и N_0 могут не совпадать с точками S' и N .

Положим: $OS = s$; $OS_0' = f$; $ON_0 = p$, продольное отклонение зоны A $S'S_0' = \Delta f$; $NN_0 = \Delta p$ и расстояние $OT = z$.

Тогда из формул (5) и (6) для параксиальных лучей и для луча, проходящего через точку A получим

$$\begin{cases} f = \frac{sp}{2s - p} \\ f + \Delta f + z = \frac{(s+z)(p+z+\Delta p)}{2s - p + z - \Delta p} \end{cases} \quad (7)$$

Теперь перейдем к продольной аберрации ΔF . Для этого достаточно в формулах (7) положить $s = \infty$; и заменить f и Δf через F и ΔF

$$\begin{cases} p = 2F \\ \Delta p = 2\Delta F + z \end{cases} \quad (8)$$

Заменяя в формулах (7) p и Δp через эти значения, получим

$$\begin{cases} f = \frac{sF}{s - F} \\ f + \Delta f + z = \frac{(F+z+\Delta F)(s+z)}{s - F - \Delta F} \end{cases} \quad (9)$$

Отсюда видим, что для определения продольной аберрации зоны любого зеркала, нужно произвести 2 съемки для 2 расстояний s между зеркалом и светящейся точкой. Тогда для каждой точки A будет 2 уравнения с двумя неизвестными z и ΔF , которые можно будет решить. Для астрономических зеркал, где отношение диаметра к фокусу невелико, а нормали к поверхности зеркала пересекают ось почти в одной точке, можно ограничиться одной съемкой.

Для определения z , получаем из прямоугольного треугольника TAN

$$TB \times BN = AB^2$$

или пренебрегая членами 2-го порядка малости

$$TB = \frac{AB^2}{p} \quad (10)$$

С другой стороны OB — стрелка дуги OA — для любой зеркальной поверхности с той же степенью точности равна

$$OB = \frac{AB^2}{2p} \quad (11)$$

и, наконец,

$$z = TB - OB = \frac{AB^2}{2p} = \frac{r^2}{2p}. \quad (12)$$

Взяв разность между уравнениями (9), подставляя вместо z его величину и пренебрегая членами порядка $\frac{\Delta F}{F}$ и $\left(\frac{r}{p}\right)^2$ по сравнению с 1, получим

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} r^2. \quad (13)$$

Если отклонение Δf и абберация ΔF отсчитаны не от фокуса параксиальных лучей, но от фокуса зоны r_0 то

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2). \quad (14)$$

Можно обобщить эту формулу для перехода продольных отклонений Δf , соответствующих расстоянию s от зеркала до светящейся точки к отклонениям Δf_1 , для расстояния s_1 .

В самом деле

$$\Delta f = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2) = \frac{F^2}{f_1^2} \Delta f_1 - \frac{F}{2f_1 s_1} (r^2 - r_0^2)$$

или

$$\Delta f_1 = \frac{f_1^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2} \left(\frac{1}{fs} - \frac{1}{f_1 s_1} \right) (r^2 - r_0^2). \quad (15)$$

Эта формула позволяет подсчитать абберации в центре сферы, эллипсоида и т. п., малого отношения диаметра к фокусу если известны отклонения Δf для какого-нибудь положения светящейся точки.

3. Описание установки. На одном из концов коридора, длиною в 36 метров была установлена железо-бетонная балка (рис. 3), опирающаяся в 2-х точках на капитальную стену здания.

На другом конце коридора находился каменный выступ капитальной стены. На выступе был поставлен железный щит с вертикальным прорезом, шириною в 2 см. посредине.

Вдоль этого прореза могла передвигаться в вертикальном направлении пластинка с квадратным отверстием в центре. Вторая пластинка с небольшими круглыми отверстиями различного диаметра могла передвигаться в горизонтальном направлении вдоль первой пластинки, прикрывая ее отверстие. Таким образом, отверстие любого диаметра могло быть передвинуто вправо или влево, вверх или вниз и закреплено в из-

бранном положении. На это отверстие проектировалось изображение дуговой лампы и оно служило светящейся точкой при исследовании зеркал. В некоторых опытах источник света переносился на конец железо-бетонной балки. Как в том, так и в другом случае, описанный щит не давал возможности светящейся точке перемещаться во время съемки.

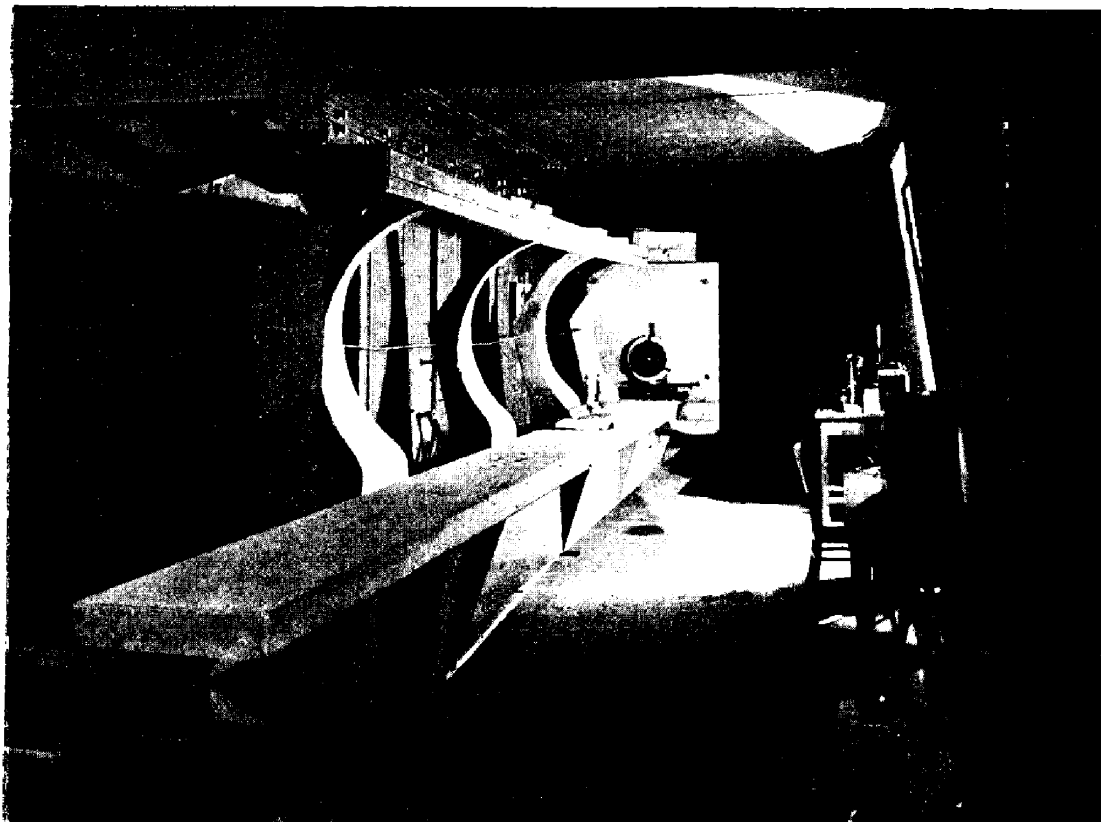


Рис. 3.

На конце железо-бетонной балки был установлен щит для зеркала. Он представлял собой латунный диск, диаметром в 40 см. и 5 мм. толщиной, с помощью массивного железного кронштейна прикрепленный к чугунной подставке. Верхняя площадка подставки, вместе с укрепленным на ней щитом, могла перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях. Кроме того, 2 винта позволяли сообщить этой площадке желаемый наклон. Зеркало зажималось на щите тремя задвижками, на которых были устроены зажимы, предохраняющие зеркало от падения и придерживающие диафрагму. На балке могла быть установлена оптическая скамья длиной в $1\frac{1}{2}$ метра, по которой перемещались 2 рейтера с зажимами для фотографических пластинок (рис. 4). Вставленный в рейтер латунный брусок квадратного поперечного сечения заканчивался крестовиной, на трех концах которой было ввинчено 3 винта со стальными

закругленными головками. Фотографическая пластинка устанавливалась на верхней площадке бруска и, стороной непокрытой желатином, прижималась к головкам винтов стальной пружиной. Эта сторона пластинки была обращена к светящейся точке и при съемке прикрывалась черной картонной маской. С помощью описанных винтов, методом аутоколлимации, зеркальные пластинки в зажимах устанавливались параллельно друг другу. При съемке на место зеркальных пластинок вставлялись фотографические. По окончании съемки снова вставлялись в зажимы зеркальные пластинки. Если, как обыкновенно бывало, параллельность их не нарушалась, то можно было считать, что и фотографические пластинки были параллельны друг другу во время съемки.

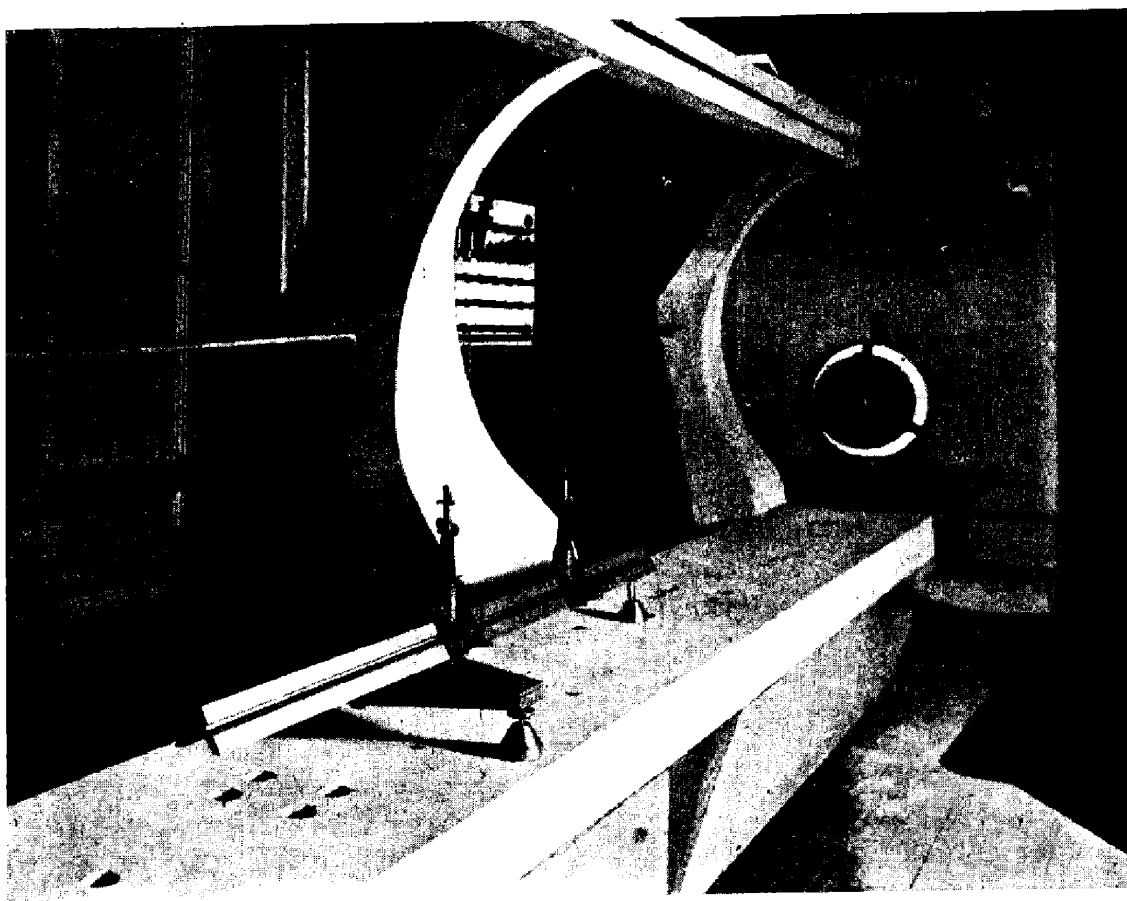


Рис. 4.

Над железобетонной балкой на трех кронштейнах, опирающихся на нее, была расположена легкая балка для подвешивания отвесов. С помощью отвесов центрировалось зеркало и измерялись расстояния от светящейся точки до зеркала и от зеркала до внефокальных снимков. Отвесами служили латунные цилиндры, высотой в 40 мм. и диаметром в 8 мм., подвешенные на очень тонкой проволоке из фосфорной бронзы диаметром в 0,05 мм.

Установка зеркала, светящейся точки и внефокальных снимков на железо-бетонной балке и выступе капитальной стены устраняла смещение фотографических пластинок и пучка света во время съемки.

Диафрагмы, закрывавшие зеркало при съемке, делали из тонкого, но плотного картона, обращая большое внимание на ровные края и правильную форму отверстий. Для этой цели был устроен особый пробойник. Он представлял собою стальной цилиндр с острыми краями с помощью винта вдвигавшийся в отверстие того же диаметра металлической пластины. Расстояния между отверстиями на диафрагме было 1 или 2 см., диаметр отверстий 3—4 мм. Заданное расстояние от центра отверстия до

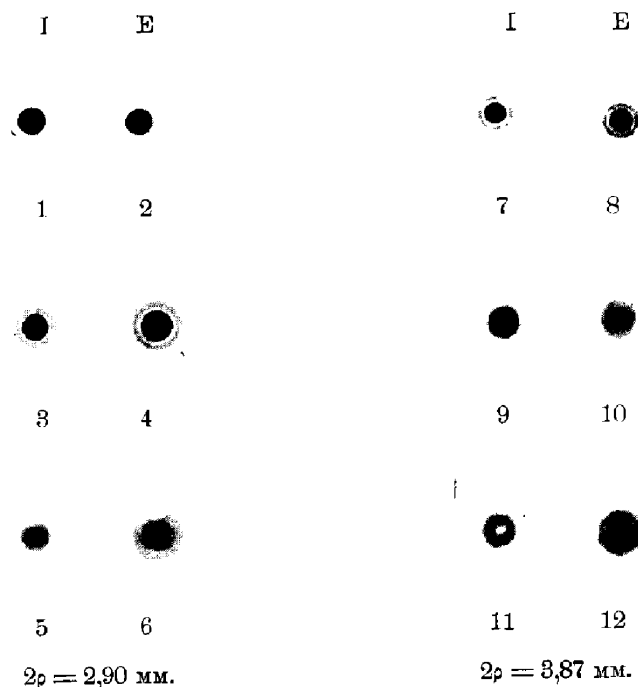


Рис. 5. Диффракционные пятна на внефокальных снимках. Для внутренних снимков 1-го и 7-го $x_1 = 17,5$ мм.; для 8-го и 9-го $x_1 = 130,5$ мм.; для 5-го и 11-го $x_1 = 238$ мм.; для внешних снимков 2-го и 8-го $x_2 = 42,5$ мм.; для 4-го и 10-го $x_2 = 149,5$ мм.; для 6-го и 12-го $x_2 = 262$ мм.

центра диафрагмы сохранялось с точностью до 0,1—0,2 мм. Отверстия располагались обыкновенно по 4-диаметрам диафрагмы так, что каждой зоне соответствовало 8 отверстий по азимуту отличных на 45° или так, что каждой зоне соответствовало 4 отверстия по азимуту отличных на 90° .

4. Диффракционные пятна на внефокальных снимках и измерение расстояний между ними. Определение продольного отклонения разбивается на 2 стадии. Прежде всего, установив источник света на оси зеркала, необходимо произвести фотографирование и получить следы отраженных лучей на внефокальных пластинках. Затем измерить расстояние между диффракционными пятнами на негативах этих снимков.

Для одного и того же зеркала (или вообще оптической системы) будут получаться различные по виду и по размерам диффракционные пятна при изменении диаметра отверстий на диафрагме и расстояния внефокальных снимков от фокуса. Вместе с тем будет изменяться точность установки на центр пятна, следовательно и точность определения продольного отклонения. Чтобы повысить эту точность, необходимо получить выгодные для измерения пятна на снимках, подобрав во время фотографирования наиболее подходящую к фокусу оптической системы диафрагму и удаление внефокальных пластинок от фокуса.

На рисунке 5-ом приведены увеличенные в 8 раз негативные изображения диффракционных пятен внутренних снимков I и внешних снимков E для зеркала с фокусным расстоянием $F=1145$ мм. Расстояние от зеркала до светящейся точки оставалось неизменным и было равно 35070 мм., так что расстояние от зеркала до изображения было 1183 мм. Наиболее действующая длина волны была 430 μ . Диаметр отверстия диафрагмы ρ и удаления x_1 или x_2 внефокальных снимков от фокуса менялись.

Для пятен, расположенных близко к фокусу, центральный кружок имеет наиболее резко ограниченные края, интенсивность минимумов близка к нулю, а интенсивность максимумов незначительна по сравнению с центральными. На некотором удалении от фокуса пятна сохраняют почти тот же вид, но диаметр центрального кружка и диффракционных колец будет уменьшаться для снимков внутренних и увеличиваться для снимков внешних. На еще более значительных расстояниях от фокуса пятна изменяют свой вид. Интенсивность диффракционных колец увеличится, центральный кружок будет не так резко ограничен и расположен на сером фоне 1-го минимума и максимума, близких к нему по интенсивности. Размеры центрального кружка как на внутреннем, так и на внешнем снимке могут сделаться меньше, чем в фокусе. Опыт показал, что, несмотря на маленький центральный кружок, эти пятна менее удобны при измерениях, чем пятна близь фокуса с резко ограниченным центральным кружком, расположенном на светлом фоне. Размеры пятна при этом могут быть уменьшены увеличением диаметра отверстий на диафрагме. Итак, чем ближе к фокусу помещены внефокальные снимки и чем больше диаметр отверстий на диафрагме, тем удобнее и точнее можно измерить расстояния на внефокальных снимках. Но диффракционные пятна будут иметь правильную форму круга только тогда, если продольная аберрация на протяжении отверстия мала. С этой точки зрения, чем меньше диаметр отверстия тем лучше.

Так же точно нельзя приближать внефокальные снимки очень близко к фокусу, хотя бы при этом пятна на них делались все более удобными для измерения. При съемке удобно испытать сразу все намеченные точки зеркала, то есть иметь на диафрагме довольно большое число отверстий. Если внефокальные снимки не будут удалены от фокуса достаточно да-