

**Т Е О Р И Я  
АСТРОНОМИЧЕСКИХ  
П Р И Б О Р О В**

1921. - Us. kn. 2  
Fizmat. 3

AR DARBA SARKANĀ KAROGA ORDENI APBALVOTĀ PĒTERA  
STUČKAS LATVIJAS VALSTS UNIVERSITĀTE

ЛАТВИЙСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. П. СТУЧКИ

ZINĀTNISKO RAKSTU KRĀJUMS

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ

ТОМ

121

СĒJUMS



RĪGA 1969 РИГА

## А Н Н О Т А Ц И Я

В настоящем сборнике научных статей рассмотрена теория фотоэлектрической отражательной венитной трубы, теория определения запаздывания моментов прохождения звезд на фотоэлектрическом пассажном инструменте, теория оптимальных условий наблюдений на АПМ-10. Теоретические выводы частично проверены на практике в Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета, даны также некоторые рекомендации, еще не проверенные на практике. Некоторым доводом в пользу правильности теории данной в этом сборнике следует считать высокую точность наблюдений Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета. В 1968 году по точности эта Астрономическая обсерватория согласно данным "Эталонного Времени" заняла первое место среди Служб времени Советского Союза.

К. А. Ш т е й н с

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ  
РЕГИСТРАЦИИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Перечислим параметры, от выбора которых зависит точность регистрируемых моментов на фотоэлектрическом пассажном инструменте.

1. Отклонение  $\chi$  угла между дорожкой, по которой пропускается звезда и щелями визирной решетки от  $\frac{\pi}{2}$ .
2. Число щелей  $n$ , через которые пропускается изображение звезды.
3. Ширина щели визирной решетки  $s$ .
4. Расстояние крайней щели визирной решетки до безколимационной линии  $l$ .
5. Ширина дорожки.
6. Постоянная времени  $\theta$ .
7. Расстояние фокуса, в котором установлена визирная решетка.
8. Яркость и спектр наблюдаемых звезд.

§ 1. Визирные решетки изготавливаются на оптических заводах с достаточной точностью. Дорожка, по которой движутся звезды, устанавливается наблюдателями, вообще говоря, не имеющими специальных приспособлений [1]. Н. Н. Павлов [2] показал, что, при определении времени на пассажном инструменте, установленном в меридиане, тангенс угла  $\chi$  не должен превышать 0,005. Для завода или оптической лаборатории это условие легко выполнимо. Следовательно, рекомендуется заказывать визирные решетки, на которых отмечено направление перпендикулярное к щелям. В таком случае достаточно точное ус-

тановление даже сложной системы экранирующих поверхностей для устранения ложных изображений звезды легко выполнимо даже в случае, если в распоряжении наблюдателя не имеется для этого специальных приспособлений. В дальнейшем будем считать, что дорожка, по которой пропускается звезда, достаточно точно установлена перпендикулярно к щелям визирной решетки. Ориентация такой визирной решетки в окулярной части астрономического прибора не представляет затруднений.

Оптимальным вариантом мы будем считать тот, который дает наиболее точные результаты в более короткий промежуток времени. Оптимальный выбор значений параметров зависит от цели, для которой производятся наблюдения, от свойств фотоэлектрической установки и от степени автоматизации процесса наблюдений. В связи с этим в настоящей статье рассматриваются только основные свойства, которые определяют выбор значений параметров для оптимального случая. Нам кажется очевидным, что желательно, по возможности, сократить промежуток времени прохождения звезды между крайней щелью и бесколлимационной линией, и время, необходимое для отсчета уровня. Последнее можно сократить, если отсчет производить фотографированием положения пузырька после регистрации прохождения звезды по щелям. При отсутствии полной автоматизации фотографирование уровня для определения положения пузырька в некоторых случаях, по нашему мнению, нецелесообразно, т.к. обработка фотопленки требует много времени, а в некоторых случаях наблюдатель без ущерба для точности может отсчет показания уровня производить во время наблюдений; разумеется, что процесс наблюдений должен быть спланирован так, чтобы отсчет положения пузырька не удлинял бы время, необходимое для наблюдений. Для наблюдателей Службы времени Латвийского Государственного университета в среднем имеем следующие данные:

время, необходимое для перекладки инструмента	
в лагерях	10 сек,
время для наведения трубы на звезду	20 сек,
время для отсчета положения уровня	10 сек.

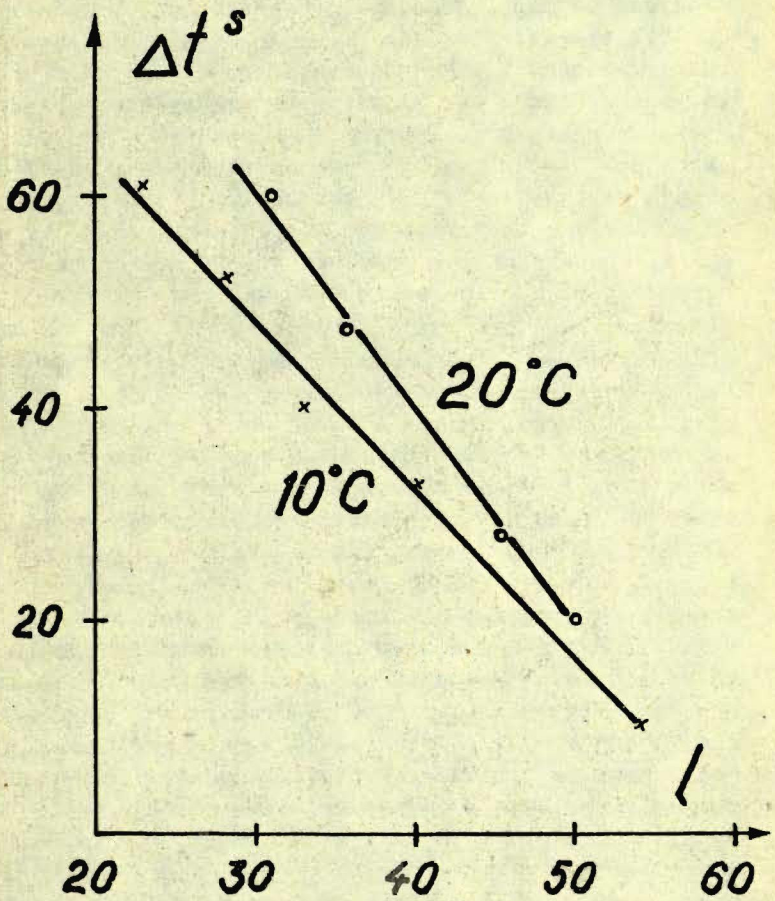


Рис. 1

Отсчет показания уровня можно производить только после того, как пузырек занял положение равновесия. Согласно нашим исследованиям, зависимость между временем  $\Delta t$ , необходимым для успокоения пузырька и длиной пузырька  $l$  линейная. Она представлена на рис. 1. Ясно, что время, необходимое для успокоения пузырька, зависит от точности действия переключочного механизма и свойств уровня. Производить наблюдения при максимальной длине пузырька нецелесообразно, т.е. длина пузырька увеличивается за время наблюдения, а регулировка длины пузырька уровня неудобна и требует сравнительно много времени. В течение времени наблюдений длина пузырька увеличивается по нашим данным в крайнем случае до 10 единиц. Следовательно, согласно данным /рис. 1 / время, необходимое для успокоения уровня, может достигнуть 25 секунд. Успокоение пузырька начинается после перекладки инструмента в лагерьях, однако процесс наведения трубы на звезду вызывает некоторые возмущения в положении пузырька. Следовательно, наблюдатель должен ждать 15 секунд, прежде чем он может приступить к отсчету уровня, которое длится 10 секунд. Целесообразно, чтобы все это время происходила регистрация звезды, особенно, если автоматически определяется средний момент прохождения изображения звезды через визирную решетку. В течение этих 25 секунд экваториальные и северные звезды проходят различные расстояния по визирной решетке. Будем считать, что произведение числа щелей на ширину щели  $2n\lambda$  в единицах времени равно 25 секундам для экваториальных звезд. В этом случае успокаивание уровня и отсчет положения пузырька для всех звезд произойдет за время регистрации звезд. Традиционно принято изготавливать визирные решетки с шириной щели 0,1 мм. Для АПМ-10, в таком случае, оптимальное число щелей  $2n\lambda$  примерно 13. В следующем параграфе рассмотрим вопрос, насколько хорошо выбрана традиционная ширина щели, т.е. 0,1 мм.

§ 2. По нашему мнению, ширина щели должна быть выбрана так, чтобы при данном значении постоянной времени запаздывание не зависело от склонения и спектра звезды

и фокусного расстояния. Чтобы это условие примерно выполнялось, постоянная времени должна быть достаточно малой. К сожалению, применение слишком малых значений постоянных времени невозможно ввиду дрожания звезд и шума фототока. В настоящем параграфе рассмотрим случай, когда значение постоянной времени равно 0,1 сек. Такое значение постоянной времени с успехом применяется в Службе времени Латвийского госуниверситета. Этому способствует устранение, в большой мере, влияния фона неба при помощи устройства, описанного в § 3. Чтобы решить поставленный вопрос, рассмотрим следующий частный пример. Рассмотрим, как зависит запаздывание от качества изображения звезды, спектра звезды и фокусного расстояния у зенитных звезд при двух разных значениях ширины щели, т.е. времени прохождения  $T_c$ . Мы пользовались формулами работы [3]. Это возможно, так как соответствующие формулы выведены для  $T_c = 2,872 \cdot T_c^{\text{теор}}$ . Следовательно, можно считать, что  $\delta = 60^\circ$  и  $T_c = 1,436$ , т.е. что ширина щели равна 0,05 мм. В таком случае следует определить  $D_n$ , т.е. найти  $D_n$  для точек 0,000 0,005; 0,010... Мы рассмотрели случай "хороших условий наблюдений". В этом случае мы имели существенно затруднения, т.к. изображение звезды не помещается даже на двух щелях. Мы предположили, что  $D_4$  соответствует фону и получили следующие результаты: при ширине щели, равной 0,05 мм, для хороших условий наблюдений  $\tau - \Theta = - 9$  мсек, т.е. несколько меньше, чем для экваториальных звезд, для ширины щели в 0,1 мм. Этот пример показывает, что на запаздывание очень сильно влияют более отдаленные зоны изображения звезды, хотя они и менее интенсивны. Если радиус изображения звезды больше ширины щели, то внешние части изображения звезды создают регулярные помехи при регистрации, что нежелательно. Так как мы считаем, что желательно добиться запаздывания  $\tau$  равного  $\Theta$ , то, следовательно, ширина щели 0,05 мм менее выгодна чем 0,1 мм.

§ 3. Если наблюдения ведутся на визуальном пассажном инструменте при помощи безличного микрометра, то наблюдатель регистрирует прохождения экваториальных

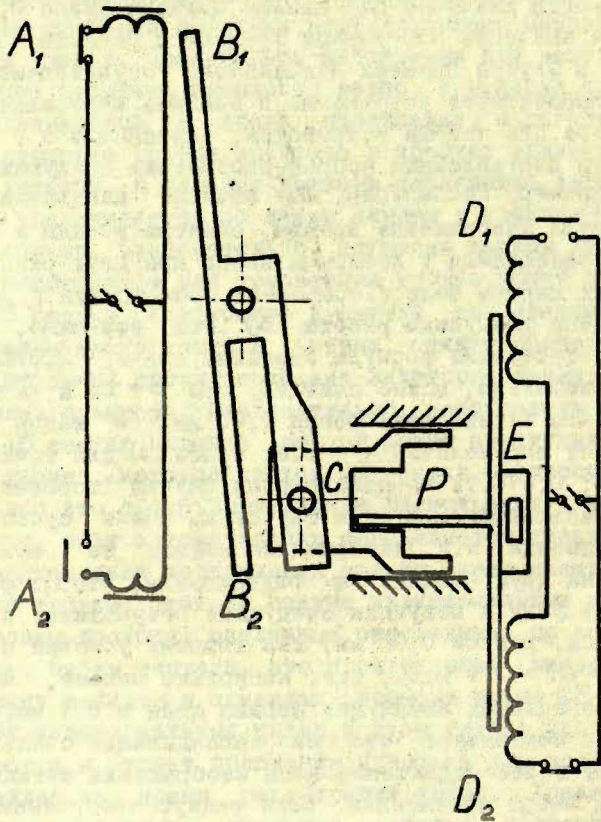


Рис. 2

звезд на сравнительно больших, а звезды с большими  $\delta$  на сравнительно малых расстояниях от бесколлимационной линии. Таким образом, получается примерно одинаковый промежуток времени для перекладки инструмента в лагерьях. В случае фотоэлектрического пассажного инструмента следует, по возможности, избавиться от влияния фона неба, и поэтому для регистрации прохождения звезды оставляют узкую дорожку, при этом обыкновенно оставляют две щели для наблюдений с началом "0" и "W". В связи с этим получается, что для экваториальных звезд имеется мало времени, а для близполюсных очень много времени для перекладки инструмента. За большой промежуток времени в инструменте происходят различные деформации, что нежелательно. Чтобы сэкономить время при наблюдениях звезд, и тем самым повысить точность наблюдений, целесообразно иметь такую дорожку, которую можно перемещать относительно бесколлимационной линии. Соответствующая дорожка при наблюдении экваториальных звезд устанавливается дальше, а при наблюдении северных звезд ближе к бесколлимационной линии. В Службе времени Латвийского Госуниверситета передвижная дорожка для пассажного инструмента была построена инж. К. А. Цирулисом. Изготовить автоматически передвижную дорожку трудно, т.к. она малых размеров и нельзя вводить добавочных перманентных магнитных полей. С этой трудной задачей К. А. Цирулис прекрасно справился и автоматически передвижная щель в службе времени АО Латвийского госуниверситета безотказно функционирует. Схема ее показана на рис. 2. В момент замыкания контакта А, конец рычага В, притягивается и ограничитель С поступательным движением перемещается вправо, при этом конец рычага Р попадает в более узкую щель ограничителя. Если после этого замкнуть контакт  $D_2$ , то передвижная дорожка переместится вниз. При включении контакта возникает короткий импульс тока, а движение рычагов прекращается из-за трения.

## Л и т е р а т у р а

1. Ф. Ф. Р о з е , Уч. зап. Латв. гос. унив. т. 96, 120, 1967.
2. Н. Н. П а в л о в , Тр. ГАО, сер. П, т. 59, 1946 г.
3. К. А. Ш т е й н с , Настоящий сборник стр. 35.

## К о р е а в и л к у м а

K. Š t e i n s

 PAR PARAMETRU IZVĒLI ZVAIGŽŅU TRANZĪTMOĒNTU  
 FOTOELEKTRISKĀ REĢISTRĀCIJĀ

Izejot no konstatētās lineārās līmeņrāža nomierināšanās, atkarībā no pūslīša garuma, parādīts, ka visizdevīgāk pēmt režģi ar spraugas platumu 0,1 mm un 18 spraugām. Redzes lau-  
ka ekranizēšanai izdevīgi lietot pārvietojamu spraugu, kuras paraugs aprakstīts.

## S u m m a r y

K. Š t e i n s

 ABOUT CHOISE OF PARAMETERS IN PHOTOELECTRIC  
 REGISTRATION OF STAR TRANSITS

The advantage of grating with 18 slits of 0,1 mm width each is shown, based on linear relation between time required for settling of level gauge and length of bubble. In order to screen the field of vision it is convenient to use a movable slit, a model of which is described.

Р. К. К а л н и н ь

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ  
РЕГИСТРАЦИИ МОМЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Прохождения звезд наблюдаются при различных состояниях атмосферы, т.е. изображения звезд в зависимости от состояния атмосферы бывают различные — наблюдаются как четкий дифракционный диск и кольца, так и полностью размытая дифракционная картина. В работе [1] показано, что в зависимости от качества изображений запаздывания фотоэлектрической установки при наблюдении моментов прохождений звезд меняются в пределах многих тысячных долей секунды, что недопустимо, т.к. степень качества изображений не фиксируется при наблюдениях.

В настоящей статье рассматриваются условия, необходимые для обеспечения постоянства запаздывания при фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд  $\tau$  при различных расстояниях на которых помещается визирная решетка и для наблюдения звезд с различными спектрами. Чтобы решить этот вопрос в §§ 1, 2, 3, 4 мы рассмотрим новый метод для определения запаздывания. В §§ 5 и 6 будет выяснено, какой тип объектива, фильтр, ширина щели и постоянная времени  $\theta$  должны быть взяты, чтобы для всех звезд  $\tau \approx \theta$ .

§1. Согласно Н.Н.Павлову [2], ток через омическое сопротивление входа  $i_g$  определяется следующей формулой :

$$i_g = \frac{1}{\theta} e^{-\frac{t}{\theta}} \int e^{\frac{t}{\theta}} i_{\phi} dt + c e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (1)$$

где  $\theta$  - постоянная времени входа усилителя,  $t$  - время,  $i_\phi$  - фототок,  $C$  - постоянная интегрирования. Выделение периодической части  $i_g$  можно произвести численным интегрированием. Действительно,

$$i_g(t+nT') = \frac{1}{\theta} e^{-\frac{t+nT'}{\theta}} \int_0^{t+nT'} e^{\frac{t}{\theta}} i_\phi(s) dt,$$

где  $n$  положительное целое число,  $T'$  - период, т.е. время прохождения звезды через щель решетки шириной  $2X_0$ , после замены переменного.

$$t = t_1 + nT'$$

и учитывая, что кривая фототока имеет следующие свойства

$$\begin{aligned} i_\phi(x) &= -i_\phi(-x) = -i_\phi(-X_0+x) = i_\phi(X_0+x) = \\ &= i_\phi(-2X_0+x) = i_\phi(2X_0+x), \end{aligned}$$

примет следующий вид

$$\begin{aligned} i_g(t+nT') &= \frac{1}{\theta} e^{-\frac{t}{\theta}} \int_{-nT'}^t e^{\frac{t}{\theta}} i_\phi(s) dt = \\ &= i_g(t) - \frac{e^{-\frac{t}{\theta}}}{\theta} \int_0^{nT'} e^{-\frac{t}{\theta}} i_\phi(s) dt. \end{aligned} \quad (2)$$

Так как

$$K = \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\theta}} i_\phi(s) dt, \quad (3)$$

существует, то  $i_g(t)$  при  $t \rightarrow \infty$  стремится к некоторой периодической функции с периодом  $T'$ . Аналогично при достаточно большом  $n$ :

$$i_g [t + (n + \frac{1}{2})T'] = -i_g(t) + \frac{e^{-\frac{t}{\Theta}}}{\Theta} K. \quad (4)$$

Уравнения

$$i_g(\tau_1 + nT') = i_g(\tau_2 + (n + \frac{1}{2})T') = 0$$

имеют одинаковые корни  $\tau_1 = \tau_2$ , т.е. они, согласно (2) и (4), тождественны. Это значит, что  $i_g$  стремится к положению нормального режима.

§ 2. По теории Н.Н.Павлова следует, что чем больше период  $T'$  и меньше постоянная времени  $\Theta$ , тем запаздывание  $\tau$  меньше отличается от  $\Theta$ , причем  $\tau < \Theta$ . Чтобы выяснить суть этого явления, рассмотрим теорию запаздывания прямолинейных сигналов.

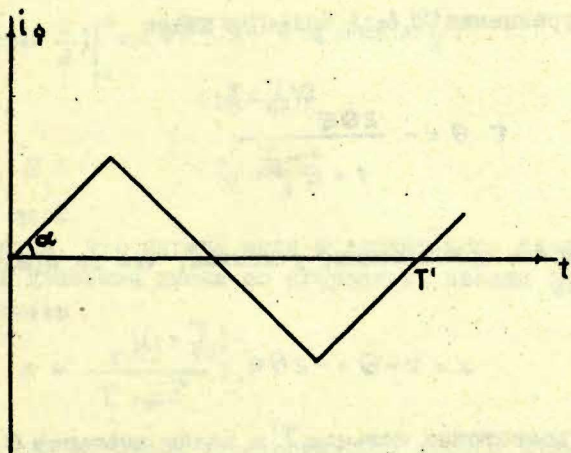


Рис. 1

Уравнение фототока для прямолинейных сигналов /рис. 1/ можно записать следующим образом:

$$i_{\phi} = (tg \alpha) t = at, \quad 0 \leq t \leq \frac{T'}{4},$$

$$i_{\phi} = (-1)^n a (t - \frac{1}{2} n T'), \quad \frac{1}{2}(n - \frac{1}{2})T' \leq t \leq \frac{1}{2}(n + \frac{1}{2})T'$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} K &= \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\theta}} i_{\phi} dt = a \int_0^{\frac{T'}{4}} e^{-\frac{t}{\theta}} t dt + \\ &+ a \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\frac{1}{2}(n-\frac{1}{2})T'}^{\frac{1}{2}(n+\frac{1}{2})T'} (-1)^n e^{-\frac{t}{\theta}} [t - \frac{1}{2} n T'] dt = \\ &= a \left[ \theta^2 - \frac{2\theta^2 e^{-\frac{T'}{4\theta}}}{1 + e^{-\frac{T'}{2\theta}}} \right]. \end{aligned}$$

Из уравнения (2), взяв  $i_{\phi}(t+nT')=0$  имеем

$$\tau - \theta = - \frac{2\theta e^{-\left(\frac{T'}{4\theta} + \frac{T'}{\theta}\right)}}{1 + e^{-\frac{T'}{2\theta}}}. \quad (5)$$

В первом приближении, учитывая, что на практике  $\theta \ll T'$ , имеем

$$\chi = \tau - \theta = -2\theta e^{-\left(\frac{T'}{4\theta} + 1\right)}. \quad (6)$$

При достаточно большом  $T'$  и малом значении  $\theta$  имеем  $\tau \approx \theta$ . Например, при  $\theta = 0,1$ ,  $T' = 2,872$  имеем  $\chi = -0,00006$  сек.

Если сравнить нарастания фототока, когда центры двух равномерно освещенных кругов пересекают край цепи, то ясно, что фототок круга с большим диаметром бу-

дет более прямолинейным, чем нарастания фототока круга с меньшим диаметром. Так как у линейного тока практически  $\tau = \Theta$ , то у равномерно освещенного круга с большим радиусом  $-x = \Theta - \tau$  будет меньше. Ясно также, что, например, у равномерно освещенного кольца при достаточно малом  $\Theta$  запаздывание также будет  $\tau \approx \Theta$ . Если некоторая часть изображения звезды, двигаясь по дорожке, будет закрыта краем дорожки, то, очевидно, это мало повлияет на запаздывание, и оно также будет  $\Theta$ .

§ 3. Рассмотрим равномерно освещенный диск радиуса  $R$ , который равномерно перемещается по визирной решетке с шириной щели равной  $\chi_0$ . Интенсивность нарастания фототока пропорциональна изменению видимой части площади, т.е.

$$i_{\phi} = \iint_D dx dy = 2 \int_0^x dx \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} dy = (x \sqrt{R^2 - x^2} + R^2 \arcsin \frac{x}{R}) \Big|_0^x = x \sqrt{R^2 - x^2} + R^2 \arcsin \frac{x}{R}, \quad (7)$$

$0 \leq x \leq R$

При  $R \leq x \leq \chi_0 - R$ ,

$$i_{\phi} = \frac{\pi R^2}{2},$$

где  $\chi_0$  ширина щели.

Предполагается, что ширины щели и зеркального слоя одинаковы. Для движения диска со скоростью звезды со склонением  $\delta$  имеем

$$x = \frac{2\chi_0}{T_0 \sec \delta} t,$$

где  $T_0$  есть период фототока экваториальной звезды. Если ширина щели  $\chi_0 = \pi$ , то

$$x = \frac{2\pi}{T_1} t,$$

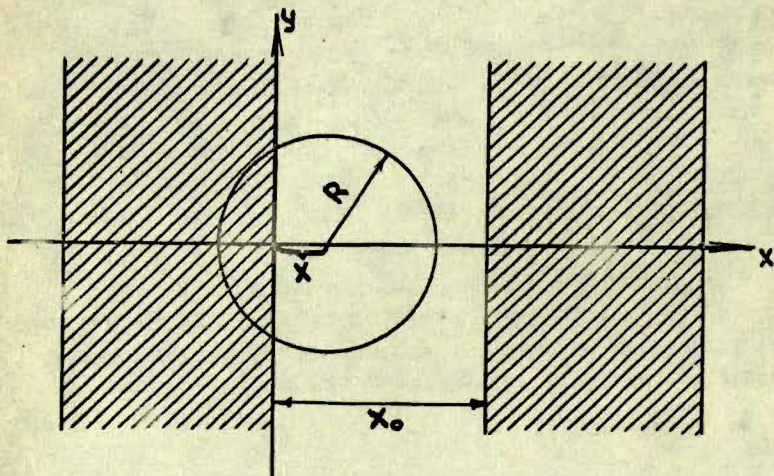


Рис. 2.

где для краткости обозначено  $T' = T_0 \sec \delta$ .

После подстановки значения  $i_\phi$  из формулы (7) в формулу (1) численным интегрированием определялись значения  $i_q$ , причем член с произвольной постоянной не учитывался. Таким образом были получены  $i_q = i_q(t)$ . Мы убедились, что ток через омическое сопротивление устанавливается с точностью до  $\pm 0,0001$  сек. даже через  $T':2$ . Установление  $i_q$  для  $T' = 2,872$ ,  $\theta = 0,1$ ,  $R = 0,1T$  показано на рис. 3.

Запаздывание было определено — как отклонение точки пересечения тока  $i_q$  с осью  $t$  от точки  $t = T'$ . Результаты вычислений даны в таб. 1, там же даны значения тангенсов углов, которые образуют касательные к  $i_q$  в этих точках.

Таблица 1

Значения запаздывания  $\tau$  и направляющих тангенсов.

$T' = 2,872$				$T' = 5,744$		
$\theta$ (сек)	0,05	0,1	0,2	0,05	0,1	0,2
$R\pi^{-1}$	$\tau$			$\tau$		
0,10	0,0476	0,0867	0,1517	0,0494	0,0951	0,1732
0,15	0,0489	0,0922	0,1638	0,0498	0,0978	0,1843
0,20	0,0494	0,0951	0,1729	0,0499	0,0988	0,1902
0,25	0,0496	0,0968	0,1793	0,0499	0,0993	0,1936
0,30	0,0498	0,0978	0,1839	0,0499	0,0995	0,1956
0,35	0,0498	0,0984	0,1872	0,0500	0,0996	0,1969
0,40	0,0499	0,0988	0,1895	0,0500	0,0997	0,1977
0,45	0,0499	0,0991	0,1912	0,0500	0,0998	0,1981
0,50	0,0499	0,0993	0,1923	0,0500	0,0998	0,1986
0,10	1,275	1,102	0,806	0,675	0,641	0,556
0,15	1,995	1,838	1,482	1,023	0,999	0,920
0,20	2,700	2,565	2,220	1,369	1,352	1,283
0,25	3,398	3,283	2,946	1,714	1,700	1,642
0,30	4,092	3,997	3,670	2,058	2,047	1,998
0,35	4,784	4,704	4,392	2,402	2,393	2,351
0,40	5,475	5,406	5,109	2,746	2,738	2,703
0,45	6,165	6,105	5,820	3,090	3,083	3,052
0,50	6,855	6,800	6,521	3,434	3,428	3,400
$R\pi^{-1}$	$\operatorname{tg} \alpha$					



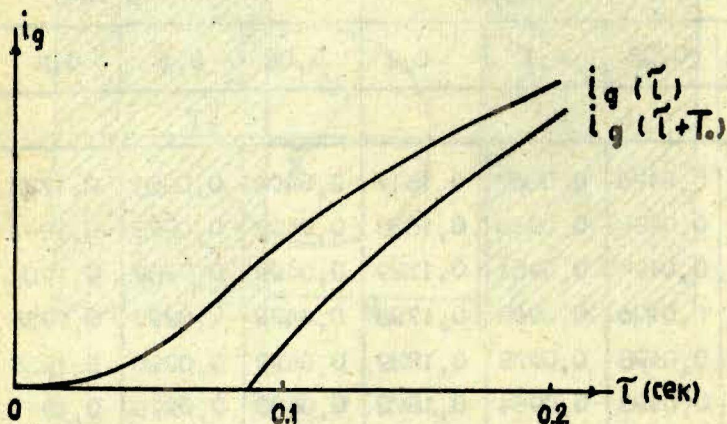


Рис. 3

Для контроля нами было вычислены  $K$  и  $K_0$ .

$$K_0 = \int_0^{\Theta} e^{\frac{t}{T}} i_{\phi} dt. \quad (8)$$

Значения  $K$  и  $K_0$  даны в таблице 2.

Так как  $\tau \approx \Theta$ , то  $\tau = \Theta + x$ , где  $x$  малая величина, и, следовательно,

$$x = \frac{T'}{4e R \pi \theta} [K - K_0]. \quad (9)$$

Легко убедиться, что результаты, вычисленные по формуле (9) и табл. 1, совпадают с точностью до  $\pm 0,0001$ .

$T' = 2,872$						
$R$	$\theta = 0,05$		$\theta = 0,10$		$\theta = 0,20$	
	$K \cdot 10^5$	$K_0 \cdot 10^5$	$K \cdot 10^5$	$K_0 \cdot 10^5$	$K \cdot 10^5$	$K_0 \cdot 10^5$
$0,1\pi$	297	340				
$0,2\pi$	664	685	2377	2717		
$0,3\pi$	1016	1030	3865	4103	12948	16158
$0,4\pi$	1364	1374	5311	5483	18848	21747
$0,5\pi$	1710	1717	6727	6860	24588	27290

§ 4. Изображение звезды не является равномерно освещенным кругом, но можно его представить себе, как наложение равномерно освещенных кругов с подобранными радиусами окружностей.

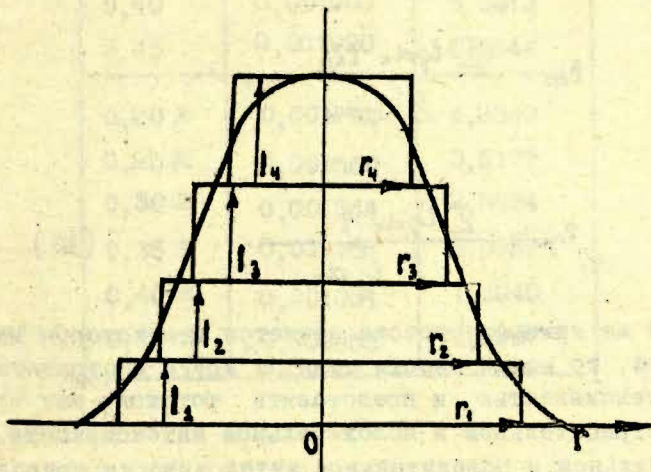


Рис. 4

В таком случае кривая фототока и, следовательно, кривая тока через омическое сопротивление входа  $i_g$  получается, как сумма  $K$ -токов  $i_{gk}$  равномерно освещенных  $k$ -кругов. Западывание в нормальном режиме  $\tilde{\tau}$  равно расстоянию от точек  $nT$  до ближайших точек пересечения установившихся кривых  $i_{gk} = i_{gk}(t)$  с осью  $t$ . Точки пересечения сосредоточены в небольшом интервале, следовательно, вблизи точек пересечения кривые  $i_{gk} = i_{gk}(t)$  можно заменить их касательными, проведенными в точках пересечения.

Уравнение касательной

$$i_{gk} = \operatorname{tg} \alpha_k (t - t_{k0}),$$

где  $t_{k0}$ -точка пересечения касательной с осью  $t$ .

Для средней кривой

$$\sum i_{gk} = \sum \operatorname{tg} \alpha_k (t - t_{k0}) = (\sum \operatorname{tg} \alpha_k) t - \sum \operatorname{tg} \alpha_k t_{k0}$$

Следовательно, абсцисса точки пересечения средней кривой с осью

$$t_{cp} = \frac{\sum \operatorname{tg} \alpha_k t_{k0}}{\sum \operatorname{tg} \alpha_k},$$

т.е.

$$\tilde{\tau}_{cp} = \frac{\sum \operatorname{tg} \alpha_k \tilde{\tau}_k}{\sum \operatorname{tg} \alpha_k}. \quad (10)$$

Если же кривая фототока является в некотором месте вогнутой, то можно ввести понятие круга с отрицательной интенсивностью и представить фототок, как сумму токов отрицательной и положительной интенсивности. Для отрицательной и положительной интенсивности кругов  $\tilde{\tau}_k$  равны, но  $\operatorname{tg} \alpha_k$  имеют противоположные знаки. Нами были получены значения для западывания, для колец непосредственно численным интегрированием. Результаты вычисления даны в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

Запаздывание и направляющие тангенсы для колец с внешним радиусом  $0,5\pi$  и внутренним  $R_i$ .

$T' = 2,872; \theta = 0,1$		
$R_i$	$(\tau - \theta)_{\text{ср}}$	$\text{tg} \alpha$
0,01	-0,000715	6,7978
0,05	-0,000577	6,7680
0,10	-0,000161	6,6695
0,15	-0,000436	6,5510
0,20	0,001054	6,3367
0,25	0,001467	0,0489
0,30	0,001700	5,7843
0,35	0,001833	5,5396
0,40	0,001900	5,3013
0,45	0,001920	5,0644
0,20 $\pi$	0,001792	4,2349
0,25 $\pi$	0,001560	3,5177
0,30 $\pi$	0,001364	2,8024
0,35 $\pi$	0,001168	2,0957
0,40 $\pi$	0,001001	1,3940
0,45 $\pi$	0,000855	0,6957

§ 5. Для определенности рассмотрим фотоэлектрические наблюдения на АПМ-10 с визуальным объективом, ФДУ-20 и шириной щели в 0,1 мм. Н.Н.Павлов рекомендует после установки визирной решетки в визуальном фокусе  $f = 1000$  мм окулярный тубус выдвинуть на 1 мм. Вследствие этого зрачки красного и желтого цвета на визирной решетке будут кружками с радиусами 0,05 мм. Синий и фиолетовый зрачки будут кружками очень малых радиусов и, следовательно, очень интенсивными. Это можно усмотреть из хроматической кривой двухлинзового визуального объектива, представленного на рис. 5 Так как

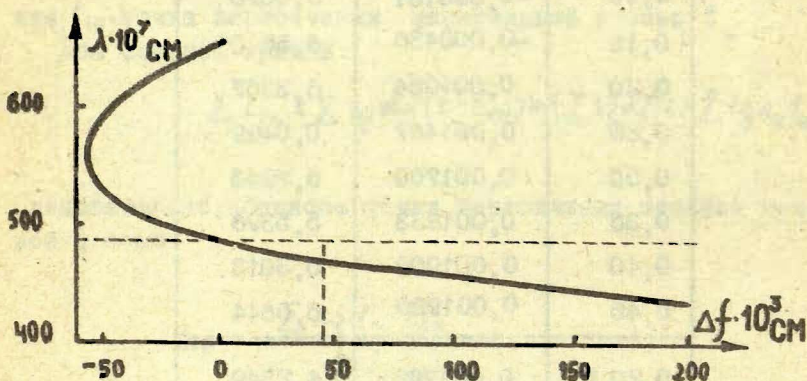


Рис. 5

через центр звезды проходят лучи всех цветов и синий, и фиолетовый зрачки очень интенсивны, то центральная часть изображения звезды получается очень яркой. При изменении фокусного расстояния в небольших пределах распределение интенсивности света в изображении звезды будет меняться незначительно, т.к. визирная решетка будет находиться опять в некотором фокусе другой длины волны  $\lambda$ . Поэтому западывание не будет зависеть от фокусного расстояния, на котором установлена визирная решетка. Подобным образом рассуждая, можно легко убедиться, что западывания для звезд различных температур одинаковы.

Нами было показано, что запаздывание меняется в зависимости от того, размыты или нет дифракционные кольца. Так как, вообще говоря, нам не известно качество изображений, то учесть изменения запаздывания мы не можем. В связи с этим рекомендуется применять фильтр. Если мы применим фильтр, который практически уменьшает до нуля интенсивность фиолетовых и синих лучей, т.е. до  $\lambda = 486 \cdot 10^{-6}$  см, то радиус наименьшего зрачка будет 0,025 мм, и радиус наибольшего зрачка - 0,050 мм. Следовательно, согласно данным таблицы 1, среднее запаздывание для экваториальных звезд и  $\theta = 0,1$  сек будет средним взвешенным из запаздываний, начиная с 0,097 до 0,099. Очевидно, что среднее запаздывание будет очень устойчивым и без большой ошибки мы сможем принять, что оно равно  $\tau = 0,098$ .

§ 6. Нами [1] было предложено исследовать возможность применения объектива с увеличенной сферической аберрацией при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд. М.К.Абеле [3] подсчитал объектив с увеличенной сферической аберрацией для АПМ-10, который имеет только цветную и сферическую аберрацию. М.К.Абеле вычислил аберрационную кривую этого объектива для фокусного расстояния  $f = 1000$  мм. На основе этой кривой можно утверждать, что если визирная решетка установлена на  $f = 1000$  мм, то яркость в центре изображения звезды по сравнению с яркостью на краях звезды больше, т.к. вся энергия луча  $\mathcal{E}$  сосредоточена в кружке с радиусом 0,025 мм. Запаздывание, соответствующее этому кружку отличается от  $\theta = 0,1$  сек для экваториальных звезд на 3 мсек. Нами было рассмотрено изменение распределения интенсивности света изображения звезды в зависимости от фокусного расстояния.

При исследовании объективов, обладающих большими аберрациями, вопрос о качестве изображения может рассматриваться без учета дифракции. Для оценки качества изображения объектива, построенного М.К.Абелем, нами был применен тригонометрический расчет хода лучей через систему. Если на объектив падает однородный поток световой энергии, то количество энергии, проходящей че-

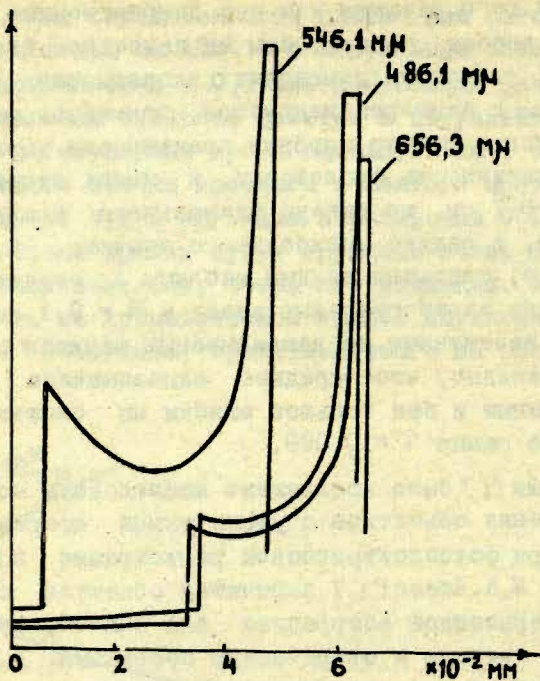


Рис. 6а

рез данную площадь плоскости объектива, пропорционально этой площади. Поверхность объектива разбивалась на 100 колец одинаковой толщины. Количество энергии, проходящей через отдельные кольца, пропорционально площади колец. Используя формулы преломления света в неоднородной среде, вычислялась точка пересечения луча с визирной решеткой. Учитывая чувствительность ФДУ-20 в зависимости от  $\lambda$  было определено для следующих длин волн  $\lambda = 656; 546,1; 486,1 \cdot 10^{-6}$  мм распределение интенсивности света в изображении звезды. Для  $\lambda = 565; 546,1; 486,1 \cdot 10^{-6}$  мм. распределения показаны на рис. 6а. На рисунке 6б показано суммарное значение распределения интенсивности. Два пика интенсивности получились потому что интервал  $\Delta\lambda$  был слишком большим. Распределение

интенсивности света показанное на рис.6 соответствует  $f = 999,5$  мм, и оно более выгодно, чем для  $f = 1000$  мм, т.к. в этом случае распределение интенсивности мало меняется при изменении положения визирной решетки. М. К.Абеле рассчитал объектив с увеличенной сферической aberrацией, исходя из данных лучей  $l$ ,  $F$  и  $C$ . Однако более короткие волны также имеют сравнительно большую энергию. Их энергия сосредоточена на больших расстояниях от центра звезды, а именно, на расстояниях даже больших чем ширина щели. Таким образом фиолетовые лучи

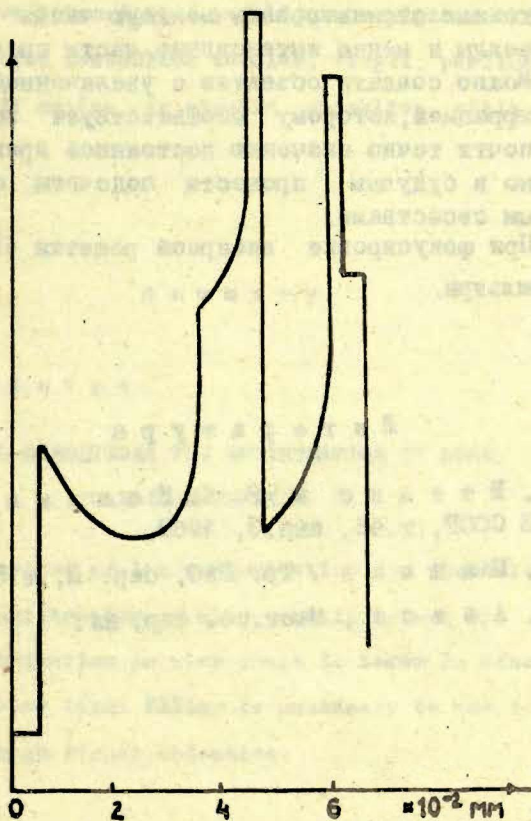


Рис.60

объектива М.К.Абеле создают при регистрации помехи и должны быть отфильтрованы. Очевидно, что можно создать более выгодный вариант объектива с увеличенной сферической аберрацией, чем предложенный пример М.К.Абеле. Сравнивая объективы без сферической аберрации и с увеличенной сферической аберрацией, мы пришли к следующим заключениям:

1. Устойчивые запаздывания совпадением равным  $\theta$  в случае фотоэлектрических наблюдений прохождений звезд с объективом без сферической аберрации можно достигнуть применением фильтров.

2. Тот объектив следует считать лучшим, для которого необходимо отфильтровать меньшую часть энергии света звезды и менее интенсивные части спектра.

3. Можно создать объектив с увеличенной сферической аберрацией, которому соответствует запаздывание равное почти точно значению постоянной времени. Целесообразно в будущем провести подсчеты объектива с указанными свойствами.

4. При фокусировке визирной решетки следует применять фильтры.

### Л и т е р а т у р а

1. К. А. Штейнски и Р. К. Калинин, Астр. ж. АН СССР, т.46, вып.3, 1969.
2. Н. Н. Павлов, Тр. ГАО, сер. П, т.59, 1946 г.
3. М. К. Абеле, Наст.сб. стр. 28.

## K o p s a v i l k u m s

R. K a l n i p a

OPTIMĀLIE NOSACĪJUMI ZVAIGŽŅU TRANZĪTMOMENTU  
REGISTRĒŠANAI

Lai noteiktu zvaigzņu tranzitmomentu registrēšanas no-  
kavēšanos fotoelektriskā iekārtā, radīta jauna metode, par  
 pamatu ņemot intensitātes sadalījumu zvaigznes attēlā.

Izmantojot sastādītās tabulas, viegli pārliecināties,  
 gadījumā, ja novēro ar vizuālu objektīvu, zilie stari jā-  
 filtrē.

## S u m m a r y

R. K a l n i p a

OPTIMAL CONDITIONS FOR REGISTRATION OF STAR  
TRANSIT MOMENTS

A new method of lag determination for photoelectric de-  
vice for registration of star transit is set up. Light in-  
tensity distribution in star image is taken in account. It  
is shown yellow light filter is necessary to use in obser-  
vations through visual objective.

М. К. А б е л е

ОБЪЕКТИВ С УВЕЛИЧЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ  
ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПАССАЖНОГО ИНСТРУМЕНТА  
АПМ-10

В работе [1] показано, что применяя объектив с большой сферической aberrацией, запаздывание усилителя фототока мало зависит от размеров изображения. Нами проведен расчет объектива для этой цели. Объектив должен удовлетворять следующим требованиям:

- 1/ сферическая aberrация объектива должна быть равна заданной;
- 2/ хроматическая aberrация объектива для лучей линий С и F должна равняться нулю;
- 3/ кома для лучей линии  $e$  должна равняться нулю;
- 4/ задний отрезок объектива должен быть равным заднему отрезку объектива, применяющегося ранее на АПМ-10;

5/ диаметры и толщины линз не должны меняться, чтобы могла использоваться старая оправа объектива. Оптические свойства объектива определяются сортами стекол, из которых изготовлены линзы, от радиусов кривизны поверхностей  $R_1, R_2, R_3, R_4$  и от расстояний между поверхностями  $d_1, d_2, d_3, d_4$ . Расстояния по условиям задачи должны быть постоянными; требуемые оптические свойства объектива нужно достичь изменением радиусов кривизны.

Для линз объектива выбирались стекла марок К8 и Ф1. Задавались произвольные радиусы  $R_1, R_2, R_3, R_4$  и

с учетом прisms за объективом рассчитался ход лучей.

Для определений аберраций рассчитался ход лучей через оптическую систему со следующими параметрами:

№ луча	$\lambda$	$u$	$\beta$
1	$l$	$0,2 \text{ } \mu_0$	0
2	$l$	$\mu_0$	0
3	$c$	$\mu_0$	0
4	$F$	$\mu_0$	0
5	$l$	$\mu_0$	$\beta_0$
6	$l$	$-\mu_0$	$\beta_0$
7	$l$	0	$\beta_0$

где  $\lambda$  - длина волны соответствующей линии спектра,

$u$  - расстояние падающего луча от оптической оси в плоскости входной диафрагмы,

$\beta$  - угол падающего луча с оптической осью,

$\mu_0$  - радиус входной диафрагмы,

$\beta_0$  - максимальное поле объектива.

По формулам расчета хода лучей через оптическую систему [2] определялись расстояния от задней поверхности объектива до точек пересечения с оптической осью  $u$  лучей 1, 2, 3, 4. Эти расстояния обозначены через  $S'_1, S'_2, S'_3, S'_4$  соответственно. Положение фокальной плоскости определялось по заднему отрезку  $S'_0$

$$S'_0 = \frac{1}{2}(S'_1 + S'_2) \quad (1)$$

Рассчитались точки пересечения с фокальной плоскостью лучей 5, 6, 7. Расстояние точек от оптической оси  $y'_5, y'_6, y'_7$ .

Аберрации определялись по формулам

а/ продольная сферическая аберрация  $\Delta S$

$$\Delta S = S'_2 - S'_1; \quad (2)$$

б/ хроматическая аберрация  $\Delta h$

$$\Delta h = S'_4 - S'_3; \quad (3)$$

в/ кома  $\Delta C$ 

$$\Delta C = \frac{1}{2} (y'_5 + y'_6) - y'_7; \quad (4)$$

г/ отклонение заднего отрезка от заданного

$$\Delta f = S'_0 - S_0, \quad (5)$$

где  $S_0$  - задний отрезок имеющегося объектива АПМ-10.

У объектива, удовлетворяющего поставленную задачу должно быть

$$\left. \begin{aligned} \Delta S - \Delta S_0 &< \varepsilon_1, \\ \Delta h &< \varepsilon_2, \\ \Delta C &< \varepsilon_3, \\ \Delta f &< \varepsilon_4; \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $\Delta S_0$  - требуемая величина сферической аберрации;  $\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_4$  - критерии выполнения отсутствий аберраций. Аберрации представлялись в виде полиномов от кривизн поверхностей

$$\left. \begin{aligned} \Delta S - \Delta S_0 &= a_{10} + a_{11}K_1 + a_{12}K_2 + a_{13}K_3 + a_{14}K_4, \\ \Delta h &= a_{20} + a_{21}K_1 + a_{22}K_2 + a_{23}K_3 + a_{24}K_4, \\ \Delta C &= a_{30} + a_{31}K_1 + a_{32}K_2 + a_{33}K_3 + a_{34}K_4, \\ \Delta f &= a_{40} + a_{41}K_1 + a_{42}K_2 + a_{43}K_3 + a_{44}K_4, \end{aligned} \right\} (7)$$

где

$$K_1 = \frac{1}{R_1}, \quad K_2 = \frac{1}{R_2}, \quad K_3 = \frac{1}{R_3}, \quad K_4 = \frac{1}{R_4}.$$

Коэффициенты  $a_{10} \div a_{44}$  определялись<sup>9</sup> путем расчета аберраций и систем с одним измененным параметром

$$a_{11} = \frac{\Delta S_1 - \Delta S}{\Delta K_1}, \quad (8)$$

$$a_{12} = \frac{\Delta S_2 - \Delta S}{\Delta K_2}, \quad (9)$$

$$a_{13} = \frac{\Delta S_3 - \Delta S}{\Delta K_3}, \quad (10)$$

$$a_{14} = \frac{\Delta S_4 - \Delta S}{\Delta K_4}; \quad (11)$$

где  $\Delta S_1$  - сферическая aberrация системы с радиусами кривизны  $R_1 + \Delta R_1, R_2, R_3, R_4$

$$\Delta K_1 = \frac{1}{R_1 + \Delta R_1} - \frac{1}{R_1}. \quad (12)$$

При расчете  $\Delta S_2$  приращение  $\Delta R_2$  имел радиус  $R_2$ . Аналогично рассчитались  $\Delta S_3, \Delta S_4$ . Коэффициент  $a_{10}$  определялся по формуле

$$a_{10} = \Delta S - \Delta S_0 - a_{11} K_1 - a_{12} K_2 - a_{13} K_3 - a_{14} K_4. \quad (13)$$

По приращениям aberrаций определялись и остальные коэффициенты. После определения коэффициентов решалась система уравнений для определений кривизн поверхностей объектива

$$\left. \begin{aligned} a_{11} K_1 + a_{12} K_2 + a_{13} K_3 + a_{14} K_4 &= -a_{10}, \\ a_{21} K_1 + a_{22} K_2 + a_{23} K_3 + a_{24} K_4 &= -a_{20}, \\ a_{31} K_1 + a_{32} K_2 + a_{33} K_3 + a_{34} K_4 &= -a_{30}, \\ a_{41} K_1 + a_{42} K_2 + a_{43} K_3 + a_{44} K_4 &= -a_{40}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

По определенным кривизнам поверхностей путем тригонометрического расчета хода лучей определялись величины  $\Delta S, \Delta h, \Delta C, \Delta f$  и проверялось выполнение условий (6). Если все условия не выполнялись, расчет повторялся, только в исходные параметры использовались вычисленные по формулам (14) радиусы кривизн. Методом последовательных приближений добились выполнения условий (6). Для расчетов была составлена программа для вычислительной машины БЭСМ-4.

На рис. 1 приведены зависимости кривизн поверхностей объектива от сферической aberrации. На оси

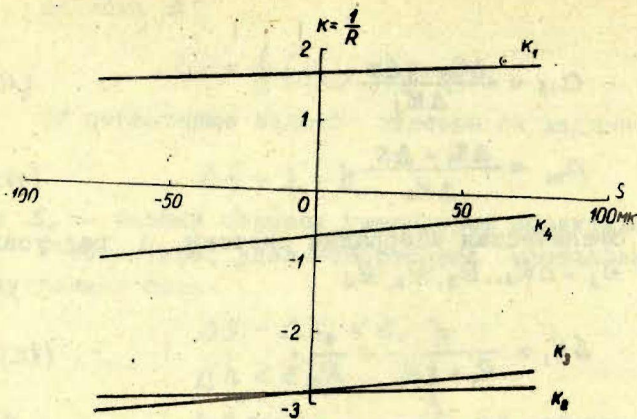
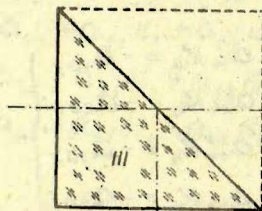


Рис. 1.

абсцисс для наглядности отложена поперечная сферическая aberrация, равная радиусу изображения точки при длине волны линии  $\ell / \lambda = 546 \text{ мкм} /$ . Все объективы имеют исправленную сферическую aberrацию и кому.



IV



$R_1 = 571,4 \text{ мм}$	$d_1 = 15 \text{ мм}$	K8
$R_2 = -359,0 \text{ ''}$	$d_2 = 2 \text{ ''}$	
$R_3 = -370,0 \text{ ''}$	$d_3 = 12 \text{ ''}$	$\Phi 1$
$R_4 = -1990,8 \text{ ''}$	$d_4 = 400 \text{ ''}$	
$R_5 = \infty$	$d_5 = 70 \text{ ''}$	K8
$R_6 = \infty$		

 $f' = 1000 \text{ мм}$ 

Рис. 2.

На рис. 2 приведен чертеж и конструктивные параметры объектива со сферической aberrацией 35 мк. На

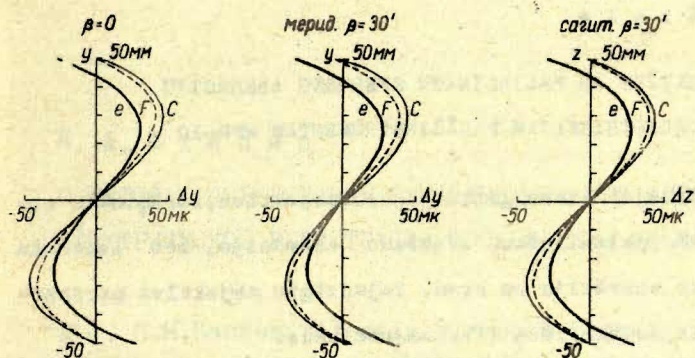


Рис. 3.

рис. 3 приведены aberrационные кривые у этого объектива. Из-за остаточной сферической aberrации диаметр кружка рассеяния увеличивается до 100 мк. Сходство кривых при  $\beta=0$  и в меридиональной и в сагиттальной плоскости при  $\beta=30'$  свидетельствует об отсутствии внесосевых aberrаций. Объектив, согласно чертежу рис. 2 изготовлен.

### Л и т е р а т у р а

- 1 К. А. Штейнс и Р. К. Калнинь. *Астрономический журнал*, том 46, вып. 3, 658, 1969.
- 2 А. И. Тудоровский. *Оптика* 1948 г.

## K o p s a v i l k u m s

M. Ā b e l e

OBJEKTĪVS AR PALIELINĀTU SFERISKO ABERĀCIJU  
FOTOELEKTRISKAJAM PASĀŽINSTRUMENTAM APM-10

Analizējot staru gaitu caur objektīvu, izrēķināts objektīvs ar palielinātu sferisko aberāciju, bet izlabotu hromatisko aberāciju un komu. Vajadzīgie objektīva parametri panākti, mainot lēcu liekuma rādītājus.

## S u m m a r y

M. Ā b e l e

OBJECTIVE WITH INCREASED SPHERICAL ABERRATION FOR  
THE PHOTO-ELECTRIC TRANSIT INSTRUMENT APM - 10

An objective with increased spherical aberration but corrected chromatic aberration and coma is calculated by the method of ray-tracking analysis. The parameters of the objective are found curvature radii of lenses,

К. А. Ш т е й н с

О МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ПРИ ФОТО-  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

§ 1. Н.Н.Павлов [1] создал теорию фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд через вирную решетку. Он учел, что кривая фототока  $i_{\phi}$  является периодической функцией времени  $t$  и симметричной относительно края щели. Н.Н.Павлов рассматривал следующий вид кривой:

1. Появление звезды

$$i_{\phi} = \frac{1}{2} i_0 (1 + \sin \frac{\pi t}{s}), \quad -\frac{s}{2} \leq t \leq \frac{s}{2},$$

2. Прохождение звезды

$$i_{\phi} = i_0, \quad \frac{s}{2} \leq t \leq T_1 - \frac{s}{2},$$

где  $s$  - диаметр диска звезды выраженный во времени его прохождения через край щели и  $i_0$  - некоторые постоянные.

$T_1$  - время прохождения звезды через щель. На практике оказалось [2], что определение постоянной "диаметр звезды" мало точно и диаметр звезды с точностью до ошибок измерения равен ширине щели. Таким образом, в теории Н.Н.Павлова практически рассматривается только синусоидальный вид фототока. К.А.Штейнс и О.Н.Капуша [2] отказались от гипотезы синусоидальной формы фототока Н.Н.Павлова. Они теоретически определили распределение интенсивности света  $D$  в центрально-симметричном изображении звезды. Если известно  $D = D(\tau)$ , где  $\tau$  - рас-

стояние до центра звезды, то

$$i_q = \frac{e}{\theta} \int_0^t e^{-\frac{t-s}{\theta}} \left[ \int_0^s \left( \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} D(x^2+y^2) dy \right) dx \right] ds + C e^{-\frac{t}{\theta}} \quad (1)$$

Член  $C e^{-\frac{t}{\theta}}$  не содержит периодическую часть и поэтому в дальнейшем не учитывается. Численное интегрирование применить для определения  $i_q$  практически невозможно т.к. следует брать шестикратный интеграл, —  $D$  определяется трехкратным интегрированием. Для упрощения в [2] предположено, что  $D$  является кусочно-непрерывной квадратичной кривой, проходящей через равно стоящие заданные точки. В таком случае определение двух внутренних интегралов можно свести к переумножению двух матриц. Для вычисления третьего интеграла, они предложили, что результат, полученный после первых двух интегрирований, достаточно хорошо представляется первыми членами ряда Фурье. Ими получена следующая формула

$$i_q = \alpha \sum \frac{b_i}{\alpha^2 + 4\pi^2 i^2} \left[ \alpha \sin \frac{2\pi i t}{T_0} - 2\pi i \cos \frac{2\pi i t}{T_0} \right], \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{T_0}{\theta}, \quad T_0 = 2\Gamma_1,$$

где суммирование по  $i$  производится по нечетным значениям,  $\theta$  — постоянная времени,  $\delta$  — склонение звезды.

К.А.Штейнс и Р.К.Калнинь [3] показали, что в случае хороших условий наблюдений ряд Фурье плохо сходится, а в случае плохих — хорошо. Р.К.Калнинь [4] предложил  $D$  рассматривать как

$$D = \sum D_i$$

и считать, что  $D_i$  являются постоянными для круга с радиусом  $r_i$ . Она определили численно для равномерно освещенных кругов с радиусами  $R = 0,05\pi, 0,10\pi, 0,50\pi$  запаздывание для нормального режима фотоэлектрической установки. Соответствующие значения запаздывания равны абсциссам точек пересечения  $i_q$  с осью  $t$ , отсчитываемым от

точек пересечения  $i_{\phi}$  с осью  $t$ . Кроме того, Р.К.Калнинь определены направляющие тангенсы  $tg \alpha$  кривой  $i_{\phi}$  в точках пересечения. Численные расчеты были основаны на равенстве

$$i_{\phi}(t + nT_0) = i_{\phi}(t) - \frac{e^{-\frac{t}{\theta}}}{\theta} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\theta}} i_{\phi} dt \quad (3)$$

Для определения запаздывания Р.К.Калнинь предложена следующая формула:

$$\tau_c = \frac{\sum D_i tg \alpha_i \tau_i}{\sum D_i tg \alpha_i} \quad (4)$$

В формуле (4) величину  $\tau$  можно заменить на  $\alpha = \tau - \theta$ , что соответствует перенесению точки отсчета на оси  $t$  на расстояние  $\theta$ . Метод, предлагаемый Р.К.Калнинь, верен, если объектив имеет сравнительно большую сферическую aberrацию.

§ 2. Нам необходимо теоретически дополнить таблицу значений запаздывания фотозлектрической установки для равномерно освещенных кругов Р.К.Калнинь, т.к. мы рассмотрим случай, когда интенсивность света в изображении  $k$  центру звезды быстро нарастает. Найдем приближенную формулу для определения запаздывания, если радиус изображения звезды  $R$  достаточно мал по сравнению с постоянной времени  $\theta$ . Изображение звезды по визирной решетке перемещается равномерно и, следовательно, расстояние равно  $R$  проходит за промежуток времени

$$t_0 = \frac{R\tau_c}{2\pi}$$

Если этот промежуток времени достаточно мал, т.е. если

$$\frac{R\tau_c}{2\pi} \ll \frac{\theta}{2}, \quad (5)$$

что можно записать более удобно следующим образом

$$\frac{n}{\theta} \leq \frac{1}{T_0}$$

где  $R = n\pi$ , то  $e^{\frac{t}{\theta}}$  и  $e^{-\frac{t}{\theta}}$  можно разложить в сравнительно быстро сходящийся степенной ряд и учитывать только члены до  $(t \cdot \theta)^2$  включительно. Это вносит ошибку порядка  $\pm 1\%$ . Формула (3) в этом случае примет следующий вид:

$$\begin{aligned} i_q(\tau) = & e^{-\frac{\tau}{\theta}} \left[ \int_0^{\frac{RT_0}{2\pi}} \left(1 + \frac{t}{\theta} + \frac{t^2}{2\theta^2}\right) \left[ s \sqrt{R^2 - s^2} + R^2 \operatorname{arcsin} \frac{s}{R} \right] dt + \right. \\ & + \int_{\frac{RT_0}{2\pi}}^{\tau} \frac{\pi R^2}{2} e^{\frac{t}{\theta}} dt - \int_0^{\frac{RT_0}{2\pi}} \left(1 - \frac{t}{\theta} + \frac{t^2}{2\theta^2}\right) \left[ s \sqrt{R^2 - s^2} + R^2 \operatorname{arcsin} \frac{s}{R} \right] dt - \\ & \left. - \int_{\frac{RT_0}{2\pi}}^{\infty} \frac{\pi R^2}{2} e^{-\frac{t}{\theta}} dt \right] = e^{-\frac{\tau}{\theta}} \left[ \frac{2}{\theta} \int_0^{\frac{RT_0}{2\pi}} t \left[ \frac{2\pi}{T_0} t R \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi}{RT_0} t\right)^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + R^2 \operatorname{arcsin} \frac{2\pi t}{RT_0} \right] dt + \frac{\pi R^2 \theta}{2} \left( e^{\frac{t}{\theta}} \Big|_{\frac{RT_0}{2\pi}}^{\tau} + e^{-\frac{t}{\theta}} \Big|_{\frac{RT_0}{2\pi}}^{\infty} \right) \right]. \end{aligned}$$

При помощи подстановки

$$\frac{2\pi}{RT_0} t = \sin y$$

получаем

$$i_q(\tau) = e^{-\frac{\tau}{\theta}} \frac{\pi R^2}{2} \left[ e^{\frac{\tau}{\theta}} - 2 - \frac{1}{4} \left( \frac{RT_0}{2\pi\theta} \right)^2 \right] \quad (6)$$

В нормальном режиме  $i_q = 0$ , следовательно,

$$x = \tau - \theta = \left[ \ln 2 - 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{RT_0}{2\pi\theta} \right)^2 \right] \theta. \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что при  $R \rightarrow 0$  мы имеем случай прямоугольных сигналов. Для направляющего тангенса в точке  $t = \tau$  имеем

$$\left. \frac{d \operatorname{tg}}{dt} \right|_{t=\tau} = \frac{\pi R^2}{2\theta} \quad (8)$$

При сравнении результатов, полученных методами, основанными, с одной стороны, на разложение  $i_\varphi$  в ряд Фурье и, с другой стороны, на сумму равномерно освещенных кругов следует для интенсивности света брать равные значения. Поступим аналогично, как это сделано в работе К.А. Штейна и Э.Я. Капуши [2], т.е. предположим, что интенсивность света  $D$  для интервала  $[\tau_n, \tau_{n+2}]$ , где  $\tau_n$  - расстояния до центра звезды, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} D_{n, n+2} &= \frac{1}{2} \left[ (n+1)(n+2) D_n - 2n(n+2) D_{n+1} + \right. \\ &+ (n+1)n D_{n+2} \left. \right] + \frac{1}{2\Delta} \left[ -(2n+3) D_n + 4(n+1) D_{n+1} - \right. \\ &- (2n+1) D_{n+2} \left. \right] \tau_{n, n+2} + \frac{1}{2\Delta^2} \left[ D_n - 2D_{n+1} + D_{n+2} \right] \tau_{n, n+2}^2 \\ &= C_n + \frac{A_n}{2\Delta} \tau_{n, n+2} + \frac{B_n}{2\Delta^2} \tau_{n, n+2}^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$n\Delta = \tau_n, \quad D_{n, n+2}(\tau_n) = D_{n, n+2}(\tau_{n+1}) = D_{n+1},$$

$$D_{n, n+2}(\tau_{n+2}) = D_{n+2}, \quad n = 0, 2, 4, \dots$$

Подставляя (7), (8), (9) в числитель и знаменатель формулы (4), получаем

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i x_i = \int_0^{\frac{\pi \Theta}{T_0}} \sum \frac{\pi r_{n,n+2}^2}{2\Theta} \theta [\ln 2 - 1 + + \frac{1}{\theta} (\frac{r_{n,n+2} T_0}{2\pi \Theta})^2] \frac{dD_{n,n+2}}{dr_{n,n+2}} dr_{n,n+2}, \quad (10)$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = \int_0^{\frac{\pi \Theta}{T_0}} \frac{\pi r_{n,n+2}^2}{2\Theta} \frac{dD_{n,n+2}}{dr_{n,n+2}} dr_{n,n+2}.$$

Из (9) и (10) следует

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i x_i = \frac{\Theta^2}{T_0^3} \left( -2,340 \sum_n \frac{A_n}{\Delta} - 10,94 \frac{\Theta}{T_0} \sum \frac{B_n}{\Delta^2} \right);$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = \frac{\Theta^2}{T_0^3} \left( 8,117 \sum_n \frac{A_n}{\Delta} + 38,25 \frac{\Theta}{T_0} \sum \frac{B_n}{\Delta^2} \right).$$

Для  $\Theta = 0,1$ ,  $\Delta = 0,1\pi$ ,  $T_0 = 2,872$  имеем

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i x_i = 10^{-4} (-3,14 A_n - 1,63 B_n),$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = 10^{-4} (109,1 A_n + 56,94 B_n).$$

§ 3. При  $n: \Theta > T_0^{-1}$  зависимости  $\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \alpha(r)$  и  $x = x(r)$  выразим через приближенные формулы, используя данные Р.К.Калнинь [4]. Функцию  $x = x(r)$  представим в виде показательной, а  $\operatorname{tg} \alpha$  в виде линейной функции. Рассмотрим случай  $\Theta = 0,1$  сек,  $T_0 = 2,872$ . Для этого с точностью до  $\pm 1\%$  имеем следующие соотношения:

$$0,05\pi \leq r \leq 0,2\pi, \quad x = -10^{-4} \left( 20 + e^{6,07 - \frac{13,4}{\pi} R} \right),$$

$$\operatorname{tg} \alpha = -0,340 + \frac{14,54}{\pi} R;$$

$$0,2\pi \leq \tau \leq 0,5\pi, \quad x = 10^{-4} \left( 7 + e^{5,78 - \frac{10,2}{\pi} R} \right),$$

$$\operatorname{tg} \alpha = -0,275 + \frac{14,20}{\pi} R.$$

$A_n$  и  $B_n$  определены для интервалов  $[0; 0,2\pi]$ ,  $[0,2\pi; 0,4\pi]$ ,  $[0,4\pi; 0,6\pi]$ ,  $[0,6\pi; 0,8\pi]$ . Учитывая это,  $\sum D_i x_i \operatorname{tg} \alpha_i$ ,  $\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i$  определяем для соответствующих интервалов, т.е.:

$$\frac{\pi 0}{T_0} \leq \tau \leq 0,2\pi,$$

$$\sum D_i x_i \operatorname{tg} \alpha_i = -10^{-4} (109 A_n + 265 B_n),$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = (1,13 A_n + 3,20 B_n);$$

$$\frac{\pi 0}{T_0} \leq \tau \leq 0,1\pi,$$

$$\sum D_i x_i \operatorname{tg} \alpha_i = -10^{-4} (38,0 A_n + 54,8 B_n),$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = (0,209 A_n + 0,315 B_n);$$

$$0,2\pi \leq \tau \leq 0,4\pi,$$

$$\sum D_i x_i \operatorname{tg} \alpha_i = -10^{-4} (90 A_n + 525 B_n),$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = (4,0 A_n + 24,9 B_n);$$

$$0,4\pi \leq \tau \leq 0,5\pi,$$

$$\sum D_i x_i \operatorname{tg} \alpha_i = -10^{-4} (31,7 A_n + 285 B_n),$$

$$\sum D_i \operatorname{tg} \alpha_i = (3,06 A_n + 28,9 B_n).$$

Используя данные работы К.А. Штейна и Э.Я. Кауцуши [2], получаем для  $A_n$  и  $B_n$  данные, которые представлены в следующей таблице.

$0 \leq \tau \leq 0,1\pi$	- 1,287 - 2,689	+ 0,299 + 0,867
$0,1\pi \leq \tau \leq 0,2\pi$	- 1,287 - 0,088	+ 0,299 0,000
$0,2\pi \leq \tau \leq 0,4\pi$	- 0,223 - 0,056	+0,009 +0,005
$0,4\pi \leq \tau \leq 0,6\pi$	- 1,224 - 0,059	0,110 0,005
$0,6\pi \leq \tau \leq 0,8\pi$	0,066 - 0,006	-0,006 0,000

Верхние значения соответствуют "хорошим" условиям наблюдений, а нижние "плохим" условиям наблюдений для  $\lambda = 0,470$ ,  $\Gamma_c = 6400$ . При вычислении значения  $\chi$  мы имели некоторые затруднения, т.к. ощутимый вклад вносили значения  $D_n$  в интервале  $0,4\pi \leq \tau \leq 0,6\pi$ , где у Р.К. Калнинь отсутствуют значения для  $\chi$  и  $\tau \alpha$ . Мы предложили, что  $\chi$  при  $\tau > 0,6\pi$  равен нулю. Нами получено  $\chi = -4 \cdot 10^{-3}$  сек для хороших условий и  $\chi = -11 \cdot 10^{-5}$  сек для плохих условий наблюдений. К.А.Штейном и Э.Н.Капушой получено -4 и -10 миллисекунд соответственно. Совпадение следует считать очень хорошим, т.к. оба метода основываются на допущениях, причем разных, которые только приближенно имеют место. Метод разработанный Р.К.Калнинь и обобщенный нами является сравнительно простым и наглядным.

§ 4. Чтобы получить представление об изменении запаздывания при отклонении от нормального режима фотоэлектрической установки в случае равномерного распределения интенсивности света в изображении звезды, рассмотрим только один частный случай. Предположим, что диаметр изображения звезды совпадает с шириной щели,

т.е.  $R = 0,5 \pi$ , а постоянная времени фотоэлектрической установки  $\theta = 0,1$  сек. Период перемещения звезды по щели  $T : 2 = 1,436$  сек. В случае нормального режима запаздывание определяется из уравнения  $i_g = 0$ . При отклонении от нормального режима следует определить два значения запаздывания  $\tau_1$  и  $\tau_2$  из уравнений

$$i_g(\tau_1) = c, \quad i_g(\tau_2) = c \quad (11)$$

и брать среднее арифметическое  $\tau_{cp} = \frac{1}{2}(\tau_1 + \tau_2)$ . Мы поступим иначе. При помощи одного из уравнений 11 определим уровень регистрации

$$i_g' = i_g \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) T \right] = \frac{1}{\theta} K,$$

где

$$K = \int_0^{\infty} e^{-\frac{s}{\theta}} i_{\phi} ds.$$

Очевидно, что у этого контакта  $\tau = 0$ . Второй контакт будет почти точно соответствовать уровню

$$i_g = i_g(2\tau_0 + nT),$$

где  $\tau_0$  запаздывание в нормальном режиме. По разности

$$\Delta = i_g' - i_g''$$

можно легко оценить отклонения запаздывания  $\tau_{cp}$  от  $\tau_0$ . Следует отметить, что на практике почти не встречаются более резкие отступления от нормального режима, чем нами рассмотренные.

Для рассматриваемого нами случая величина

$$\frac{2\pi t}{\tau_0 R}$$

даже при  $t = 2\theta$  является достаточно малой, т.е. равна примерно 0,3, так что  $i_{\phi}$  можно разложить в достаточно быстро сходящийся ряд.

После простых преобразований имеем

$$i_g(2\tau_0 + n\pi) = \frac{1}{\theta} e^{-\frac{2(\theta+x)}{\theta}} \left[ -K + \int_0^{2\theta} e^{\frac{s}{\theta}} i_\varphi ds + \int_{2\theta}^{2\theta+2x} e^{\frac{s}{\theta}} i_\varphi ds \right], \quad (12)$$

где  $\tau_0 = \theta + x$ .

Учитывая сказанное, имеем

$$\begin{aligned} \int_0^{2\theta} e^{\frac{s}{\theta}} i_\varphi ds &= 2R^2 \int_0^{2\theta} e^{\frac{s}{\theta}} \left[ \frac{2\pi}{T_0 R} s - \frac{1}{6} \left( \frac{2\pi}{T_0 R} \right)^3 s^3 - \right. \\ &- \left. \frac{1}{40} \left( \frac{2\pi}{T_0 R} \right)^5 s^5 + \dots \right] ds = 2R^2 \theta^2 \left[ (e^2 + \right. \\ &+ 1) \left( \frac{2\pi}{T_0 R} \right) - \frac{1}{3} \theta^2 (e^2 + 3) \left( \frac{2\pi}{T_0 R} \right)^3 - \\ &- \left. \frac{1}{5} \theta^4 (e^2 + 15) \left( \frac{2\pi}{T_0 R} \right)^5 + \dots \right]. \end{aligned}$$

Остальные члены, входящие в правую часть (12) определим приближенно

$$\begin{aligned} \int_{2\theta}^{2\theta+2x} e^{\frac{s}{\theta}} i_\varphi ds &= \frac{16xe^2 R \pi \theta}{T_0}, \\ e^{-\frac{2(\theta+x)}{\theta}} &= e^{-2} \left( 1 - \frac{2x}{\theta} + \dots \right). \end{aligned}$$

Подставляя численные значения, имеем

$$\int_0^{2\theta} e^{\frac{s}{\theta}} i_{\varphi} ds = \theta^2 [57,86 - 46,2 \theta^2 - 116 \theta^4] = 0,5719.$$

Для  $\alpha$  имеем значение 0,00073, а для  $K = 0,5727$  из работы [4]. Подставляя эти значения, получаем

$$\Delta = +0,0000,$$

т.е.  $\tau_{\text{ср}} - \tau_0$  получается 0,0000 сек., т.е. практически не следует вводить никаких поправок из-за отступления от нормального режима. Найденное значение  $\tau_{\text{ср}} - \tau_0$  находится в пределах ошибок вычислений.

§ 5. При наблюдениях вне нормального режима в методе разложения  $i_g$  в ряд Фурье запаздывание не может быть определено по формуле (2). Чтобы определить соответствующие изменения, надо рассмотреть, как, в зависимости от отступления от нормального режима, меняется среднее арифметическое значение запаздывания двух последующих моментов, зарегистрированных при одном и том же значении  $i_g$ .

Если  $\tau_1$  и  $\tau_2$  определим равенствами

$$i_g = \alpha \sum_{i=1}^n \frac{b_i}{\alpha^2 + 4\pi^2 i^2} \left[ \alpha \sin \frac{2\pi i \tau_1}{T_0} - 2\pi i \cos \frac{2\pi i \tau_1}{T_0} \right],$$

$$i_g = i_g' = \alpha \sum_{i=1}^n \frac{b_i}{\alpha^2 + 4\pi^2 i^2} \left[ \alpha \sin \frac{2\pi i \tau_2}{T_0} - 2\pi i \cos \frac{2\pi i \tau_2}{T_0} \right],$$

то

$$\sum_{i=1}^n \frac{b_i}{\alpha^2 + 4\pi^2 i^2} \sin \frac{\pi i (t_2 - t_1)}{T_0} \left[ \alpha \cos \frac{2\pi i}{T_0} \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} + \right. \\ \left. + 2\pi i \sin \frac{2\pi i}{T_0} \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right] = 0. \quad (12)$$

Вводим запаздывание для среднего момента

$$\tau_{cp} = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} - \frac{T_0}{4}. \quad (13)$$

Исключая при помощи (13) из (12) величину  $\frac{1}{2}(\tau_1 + \tau_2)$ , получим

$$\sum_{i=1}^n \frac{b_i}{\alpha^2 + 4\pi^2 i^2} \sin i \frac{\pi}{2} \sin \frac{i\pi(\tau_2 - \tau_1)}{T_0} \left[ \alpha \sin \frac{2\pi i \tau_{cp}}{T_0} - 2\pi i \cos \frac{2\pi i \tau_{cp}}{T_0} \right] = 0. \quad (14)$$

Если обозначим

$$b_i \sin i \frac{\pi}{2} \sin \frac{i\pi(\tau_2 - \tau_1)}{T_0} = b'_i,$$

то формула (14) совпадает с формулой (2). Для нормального режима имеем

$$y = \frac{\tau_2 - \tau_1}{T_0} = \frac{1}{2}.$$

Так как

$$\lim_{y \rightarrow \frac{1}{2}} \frac{\sin i\pi y \sin i \frac{\pi}{2}}{\sin \pi y} = 1, \quad i = 3, 5, \dots,$$

то, переходя к пределу для нормального режима, формула станет тождественной с формулой (2). Вблизи нормального режима, т.е. если

$$\frac{\tau_2 - \tau_1}{2} = \frac{T_0}{4} (1 + \Delta), \quad (15)$$

где  $\Delta$  - малая величина, имеем

$$b'_i : b'_1 = (b_i : b_1) \left[ 1 - \frac{1}{8} (i^2 - 1) \pi^2 \Delta^2 \right].$$

Величину  $\Delta$  легко определить по значениям зарегистрированных моментов по формуле (15). Для того, чтобы отступление от нормального режима не вносило ошибку в запаздывание больше чем 0,001 сек необходимо [2]:

$$\left| \frac{1}{8} (i^2 - 1) \pi^2 \Delta^2 \right| \leq 0,5.$$

Для  $i > 3$  имеются более благоприятные условия. Следовательно, если

$$|\Delta| \leq 0,2$$

то вводить поправку за счет отклонения от нормального режима не следует.

### Л и т е р а т у р а

1. Н. Н. Павлов . Труды ГАО, серия П, том 59, 1946.
2. К. А. Штейнс и Э. И. Каупуша . Уч. зап. Латв. гос. унив. т. 96, вып. 3, 97, 1967.
3. К. А. Штейнс и Р. К. Калнинь . Астр. ж. АН СССР, т. 46 вып. 3, 1969.
4. Р. К. Калнинь . Наст. сб. стр. 11.

## K o p e a v i l k u m s

K. Š t e i n s

PAR NOKAVĒŠANĀS APRĒĶINĀŠANAS METODEM ZVAIGŽŅU  
FOTOELEKTRISKĀ REĢISTRĀCIJĀ

Parādīts, ka metode, kurā fotostrāvu aproksimē ar harmo-  
niskās analīzes palīdzību un metode, kurā zvaigzņu attēlu  
sadala vienmērīgi intensīvi apgaismotos riņķos, dod vienā-  
dus rezultātus. Parādīts, kā abās metodēs var novērtēt no-  
kavēšanās maiņu atkarībā no atkāpšanās no normālā reģistrā-  
cijas līmeņa.

## S u m m a r y

K. Š t e i n s

ON METHODS OF LAG DETERMINATION FOR PHOTOELECTRIC  
REGISTRATION OF STAR TRANSITS

Comparison of method in which photocurrent is approxi-  
mated by means of harmonic analysis, and one in which the  
star image is divided into uniformly lighted circles, pro-  
duces equal results. It is shown how in both methods change  
of lag may be estimated depending on deviation from normal  
registration level.

М. К. А б е л е

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ ЗЕНИТНЫЙ  
ТЕЛЕСКОП ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД ПРИ РАВНЫХ  
ВЫСОТАХ

ГЛАВА I ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ОПИСАНИЕ  
КОНСТРУКЦИИ

§ 1. В в е д е н и е

Фотоэлектрический отражательный зенитный телескоп Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета предназначен для исследования неравномерности вращения Земли и изменений широты.

Проект телескопа разработан в Астрономической обсерватории Латвийского университета в 1963 г. Проект обсуждался на семинарах в ГАО АН СССР и в ГАИЧ и высказанные замечания были учтены при дальнейшей доработке проекта. В 1964 проект был опубликован в [1]. В 1965 - 1968 г. телескоп был нами изготовлен в механических мастерских физико-математического факультета. В 1969 г. телескоп окончательно установлен, отъюстирован и начаты пробные наблюдения.

§ 2. П р и н ц и п д е й с т в и я  
т е л е с к о п а

В [1] было показано, что на фотоэлектрическом отражательном зенитном телескопе выгодно наблюдать звезды на равной высоте. Это позволяет расширить зону наблюдений и уменьшает требования к точности ориента-

ции телескопа. Телескоп изготовлен, исходя из требований для наблюдений звезд на равной высоте. Схематическое устройство телескопа приведено на рис. 1.

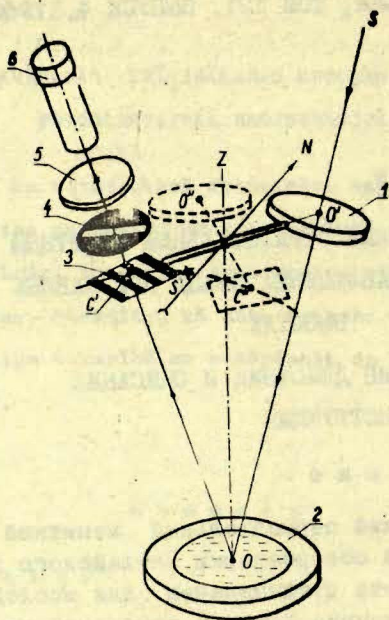


Рис. 1.

Телескоп состоит из объектива 1, ртутного горизонта 2, визирной решетки 3, диафрагмы 4, линзы Фабри 5, фотоумножителя 6. Визирная решетка связана с объективом распорным стержнем. Все детали телескопа закреплены в корпусе, который может поворачиваться вокруг вертикальной оси.

Свет от звезды  $S$ , проходя объектив, отражается от поверхности ртутного горизонта и попадает на визирную решетку, которая расположена в фокальной плоскости объектива. Визирная решетка представляет собой стеклянную пластинку, на которой нанесены непрозрачные полосы. Ширина полос равна ширине между ними — щелями. Число щелей равно  $n + 1$ ; где  $n$  — четное число.

Щель с номером  $n/2 + 1$ , считая со стороны объектива, является средней щелью. Прямая, проведенная параллельно краям щели на одинаковом расстоянии от них, названа нами центральной линией щели. Перпендикуляр, опущенный от второй главной точки объектива  $O'$  к центральной линии средней щели, пересекает последнюю в точке  $C'$ . Эта точка названа центром визирной решетки. Ось инструмента  $OZ$  проведена через центр чаши ртутного горизонта и делит отрезок  $O'C'$  пополам. Точки  $O'$  и  $C'$  расположены симметрично к оси инструмента. Визирная линия инструмента в этом случае параллельна прямой  $OO'$ .

Изображение звезды  $S'$ , перемещаясь из-за суточного вращения небесной сферы по визирной решетке, попадает то на непрозрачные полосы, то на прозрачные щели. В последнем случае свет проходит через щель диафрагмы 4, и линзой Фабри 5 изображение объектива переносится на катод фотоумножителя. В цепи анода фотоумножителя протекает ток, величина которого меняется от минимального значения, когда изображение звезды находится за непрозрачной полосой, до максимального значения, когда изображение проходит середину щели. Фототок после усиления поступает на регистрирующее устройство, которое записывает зависимость фототока от времени. Регистрация ведется пока изображение звезды перемещается от центральной линии первой щели до последней, т.е. проходит  $n$  щелей. По кривой фототока определяется средний момент времени прохождения изображения звезды центральные линии визирной решетки /§ 15/.

Телескоп предварительно ориентируется на основании расчетов /§ 10/, таким образом, чтобы изображение звезды проходило через центр визирной решетки  $C'$  перед меридианом. После прохождения изображения звезды через все щели визирной решетки инструмент поворачивается вокруг вертикальной оси на новое положение. Вторая главная точка объектива перемещается в точку  $O''$ , а центр решетки в точку  $C''$ . Если эти точки расположены симметрично относительно меридиана к точкам  $O'$  и  $C'$ ,

то изображение звезды при дальнейшем перемещении будет пересекать среднюю щель в точке  $C''$ . Диафрагма 4 тоже должна поворачиваться вокруг своей оси, чтобы изображение звезды прошло вдоль щели диафрагмы. Вращение диафрагмы происходит вместе с линзой Фабри и фотоумножителем, чтобы не менялась ориентация фотоумножителя относительно магнитного поля Земли и катод освещался одинаково независимо от направления перемещения изображения звезды по визирной решетке. Вращение диафрагмы связано с вращением телескопа вокруг вертикальной оси и производится общей рукояткой.

В результате наблюдений у каждой звезды определяется средний момент прохождения до меридиана  $\bar{t}_1$ , и после меридиана  $\bar{t}_2$ . Средний момент из них  $\bar{t} = \frac{1}{2}(\bar{t}_1 + \bar{t}_2)$  равен моменту прохождения звезды через меридиан. Разность времен прохождения  $\bar{t}_2 - \bar{t}_1$  зависит от зенитного расстояния центра визирной решетки, азимута поворота инструмента, склонения звезды и широты места наблюдений. Исключая инструментальные постоянные, по наблюдениям нескольких звезд определяется широта места наблюдений.

### § 3. Основные технические характеристики телескопа

Для фотоэлектрического зенитного телескопа был изготовлен однолинзовый объектив, свободное отверстие которого  $D = 170$  мм, фокусное расстояние  $F = 8,45$  м. Линза объектива изготовлена из стекла марки К8. Как показал расчет, результаты которого приведены ниже, при светосиле  $D/F = 1 : 50$ , хроматическая aberrация находится в допустимых пределах.

Было рассчитано положение второй главной точки объектива. Для этого рассчитывались координаты точек пересечения лучей с фокальной плоскостью, падающих параллельным пучком под углом  $\beta$  к оптической оси. Обозначая через  $\bar{l}$  среднее расстояние точек пересечения от оптической оси, фокусное расстояние линзы  $F$  определяется по формуле

$$F = \bar{i} \operatorname{ctg} \beta. \quad (1)$$

Расстояние от второй главной точки до задней поверхности линзы

$$l' = F - S_0, \quad (2)$$

где  $S_0$  - задний отрезок объектива. Были получены следующие величины

$$F = 8450 \text{ мм}$$

$$l'_1 = 19,3 \text{ мм} \quad / \text{за объективом воздух} /;$$

$$l'_2 = 21,8 \text{ мм} \quad / \text{за объективом вакуум} /.$$

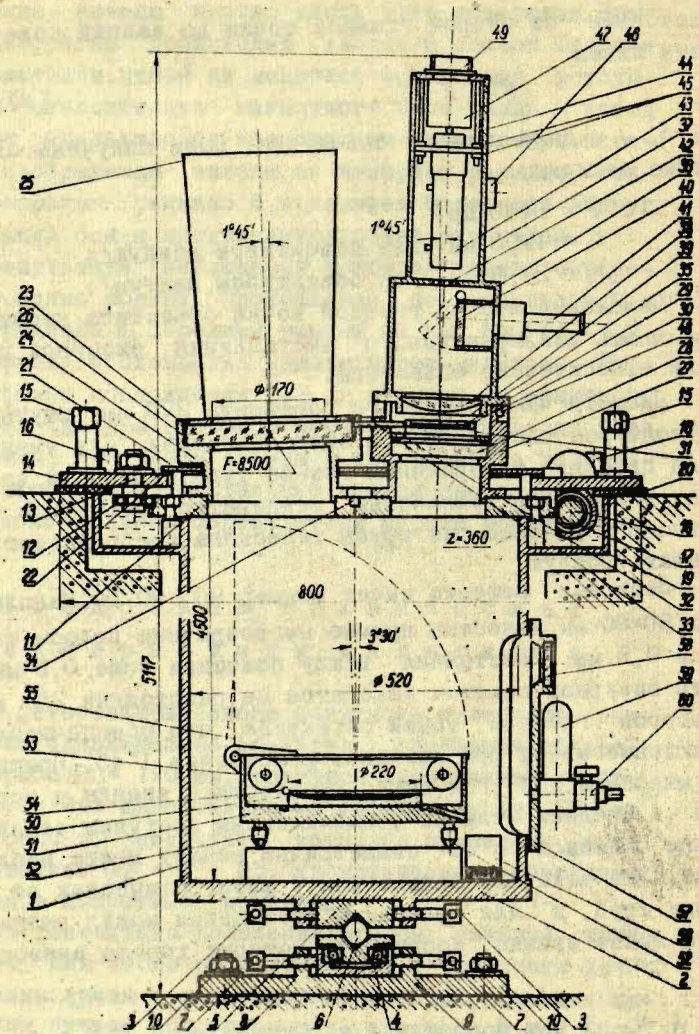
Положение второй главной точки объектива необходимо знать для правильного выставления визирной решетки относительно объектива.

Диаметр чаши ртутного горизонта 220 мм; ртутный горизонт расположен 4,23 м ниже объектива. Для уменьшения дрожания изображения из-за турбулентности воздуха, вызванного разностью температур объектива и ртутного горизонта, из трубы телескопа предполагается выкачать воздух.

Визирная решетка имеет размер 90 × 90 мм. На площади 80 × 80 мм нанесены прямые непрозрачные полосы шириной 0,5 мм. Расстояния между полосами тоже 0,5 мм. Центр визирной решетки находится на расстоянии 258 мм от второй главной точки объектива, что обеспечивает наблюдение звезд при зенитном расстоянии 1°45'. Принимая максимальный угол между траекторией звезды и нормали к средней щели 45°, наблюдениям доступны звезды в зоне шириной 2°30' симметрично зениту места наблюдений. Эта величина больше чем у фотографических зенитных труб, и для программы наблюдений можно выбрать более яркие звезды, координаты которых хорошо известны.

#### § 4. Труба телескопа

Продольный разрез телескопа приведен на рис. 2. Корпусом телескопа 1 служит стальная труба диаметром 520 мм длиной 4500 мм. К нижней части трубы приварен



PUC 2.

фланец с кольцом 2. В кольце стопорными винтами 3 за-  
жато гнездо шаровой опоры 5. В шаровую опору упирает-  
ся шар 6 диаметром 40 мм. Нижней частью шар упирается  
в гнездо опорного подшипника 4. Опорный подшипник  
вместе с оправой при помощи центрировочных винтов 7  
может перемещаться внутри стакана 8. Стакан приварен к  
опорной плите 9, которая при помощи четырех анкерных  
болтов 10 привернута к фундаменту. Опорный подшипник  
воспринимает нагрузку, равную весу телескопа. Подобная  
конструкция обеспечивает нормальную работу опорного  
подшипника даже при большом несовпадении оси вращения  
телескопа и опорного подшипника. Перемещением стопор-  
ных винтов 3 гнезда шаровой опоры можно совмещать  
ось вращения телескопа с осью трубы. При помощи вин-  
тов 7 ось вращения телескопа устанавливается в верти-  
кальном положении.

Верхняя часть трубы закрыта крышкой 11. Крышка  
имеет проточку, на которую упираются центрирующие  
ролики 12. Оси роликов привернуты к верхней пластине  
14. Ролики на оси посажены эксцентрично, чтобы поворо-  
том оси выбрать люфт между крышкой и роликами. Верх-  
няя пластина при помощи четырех винтов 15, расположен-  
ных по углам пластины, привернута к столбу. Винты 16  
служат для горизонтирования верхней пластины. Железо-  
бетонный столб размерами  $2 \times 2$  м, высотой 2 м является  
продолжением стены часового подвала.

Труба приводится во вращение червяком 18, кото-  
рый входит в зацепление с червячным колесом 17, наре-  
занным на верхней крышке. Корпус червяка привернут к  
верхней пластине и имеет приспособление для выемки  
люфта между червяком и червячным колесом.

Для уменьшения трения, исключения корозии и улуч-  
шения герметизации трубы ролики и червяк работают в  
масляной ванне 19, которая приварена к трубе. Щель  
между масляной ванной, верхней пластиной и столбом  
закрывается сальником 20 для исключения попадания пыли  
в масляную ванну.

Червяк при помощи двух шестерней приводится во  
вращение ручкой, на которой имеется лимб для отсчета

угла поворота трубы с точностью до  $30''$ . Лимб для грубого отсчета азимута 21 прикреплен на стойках к крышке трубы. Под лимбом также имеется сальник 22. Цена деления грубого лимба  $1^\circ$ , точного - на оси рукоятки -  $1'$ . Эти приспособления вполне обеспечивают необходимую точность поворота трубы.

### § 5. Объектив и визирная решетка

Линза объектива 23 плоско-выпуклая; плоской стороной линза упирается в массивную оправу 24 сечением 30 50 мм. Верхняя часть оправы, соприкасающаяся с линзой, шлифована и полирована на оптическом станке. Между линзой и оправой нанесен тонкий слой вакуумной замазки. Линза центрируется на выступах оправы, к которым прижимается плоской пружиной 26. Сверху оправа объектива закрыта кольцом, к которому прикреплен противоросник 25. Оправа объектива крепится к верхней крышке трубы. Угол между осью оправы и осью трубы телескопа составляет  $1^\circ 45'$ , что равно зенитному расстоянию средней щели.

Оправа визирной решетки 27 также прикреплена к верхней пластине наклонно под углом  $1^\circ 45'$ , но в противоположную сторону. Ось оправы объектива пересекается с осью оправы визирной решетки на поверхности ртутного горизонта. Внутри оправы визирной решетки закреплено защитное стекло 28. Защитное стекло служит для герметизации трубы. Визирная решетка 29 закреплена в держателе 30. Держатель при помощи четырех плоских пружин 31 прикреплен к кольцу 32. Подобное крепление позволяет без перекоса решетку приблизить или удалить от объектива. Для поддержания стабильного расстояния между объективом и визирной решеткой служит распорный стержень 33. Одним концом стержень упирается в специально обработанную площадку на линзе объектива. Другим концом стержень упирается в держатель визирной решетки. Выворачивая наконечники, можно в небольших пределах менять длину стержня и тем самым

менять зенитное расстояние центра визирной решетки. Поворачивая кольцо 32, можно выставить щели визирной решетки перпендикулярно направлению от центра решетки ко второй главной точке объектива.

В центральной части крышки имеется отверстие, которое закрыто пробкой 34. Отверстие просверлено по центру крышки и служит для крепления отвеса при центрировке ртутного горизонта.

### § 6. Ф о т о к а с к а д

Фотокаскад зенитного телескопа крепится на кольце 35, которое поворачивается на корпусе визирной решетки. Для ориентации щели диафрагмы фотокаскад, содержащий линзу Фабри, фотоумножитель поворачивается синхронно с поворотом трубы телескопа, только в обратную сторону. Это осуществляется червяком 48, который приводится во вращение гибким валом от рукоятки поворота трубы. Корпус фотокаскада состоит из нижней части 36 и корпуса фотоумножителя 37. В нижней части крепится линза Фабри 38 и диафрагма со щелью 39. Внутри нижней части корпуса на оси поворачивается зеркало 40, которое в наклоненном положении, показанном на рисунке пунктиром, направляет лучи на микроскоп 41, по которому контролируется правильность выставления телескопа. В рабочем положении лучи проходят мимо зеркала и через светофильтр 42 попадают на торцевой катод фотоумножителя. Ручка для переключения зеркала выведена наружу.

Фотоумножитель 43 закреплен внутри корпуса на трех стержнях 44. При помощи гаек 45 фотоумножитель можно перемещать в аксиальном направлении для фокусировки изображения на фотокатод. В стенку корпуса фотоумножителя завернут патрон осушки 46. Сверху корпус фотоумножителя закрыт крышкой, к которой прикреплен штепсельный разъем 49 для соединения фотокаскада с усилителем. Предусилитель собран внутри корпуса на плате 47. Корпус фотоумножителя тщательно герметизирован.

## § 7. Ртутный горизонт

Ртутный горизонт расположен в нижней части трубы телескопа. Чаша ртутного горизонта 50 изготовлена из красной меди. Диаметр чаши 220 мм. Дно чаши диаметром 120 мм плоское. Края приподняты под углом  $1^{\circ} 30'$ . Толщина ртути в центральной части 1 - 1,2 мм. Чаша ртутного горизонта прикреплена к стальному стакану 51. Стакан имеет проточку, где стекает избыток ртути при переполнении ртутного горизонта. Через наклонное отверстие ртуть стекает в бак 56. Стакан сверху закрыт крышкой 55, которая в рабочем положении занимает вертикальное положение. Над поверхностью ртути расположены ролики 53. Между роликами по краям чаши протянуты ленты. К лентам прикреплен стержень 54, который при вращении роликов проходит по поверхности ртути и очищает поверхность от окиси и пыли. Ртутный горизонт при помощи трех юстировочных винтов 52 упирается в подставку. При помощи юстировочных винтов осуществляется фокусировка телескопа.

Для доступа к ртутному горизонту в нижней части трубы имеется люк, который закрывается крышкой 57. В крышке имеется окно 58 для наблюдения над ртутным горизонтом. В нижнюю часть люка вмонтирован манометр 59 и труба для откачки воздуха. Через специальные герметические контакты проходят провода к двигателю, перемещающего стержень очистки ртутного горизонта и поднимающего крышку ртутного горизонта.

## § 8. Фундамент и павильон зенитного телескопа

Фотоэлектрический зенитный телескоп установлен в часовом подвале Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета. Это сооружение в виде цилиндра диаметром 5 м погружено в землю на глубину 14 метров [2]. Зенитный телескоп установлен в боковом отсеке часового подвала. Труба проходит через верхнее перекрытие подвала, над которым построен

железобетонный столб с отверстием для трубы в середине. Нижняя часть трубы находится 0,5 м над уровнем почвы, а верхний конец трубы поднят на 5,5 м. Столб, через который проходит труба, закрыт павильоном размерами 2×3 м. В крыше павильона во время наблюдений открывается люк шириной 80 см.

## ГЛАВА II. ТЕОРИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗЕНИТНОГО ТЕЛЕСКОПА

### § 9. Оценка качества изображения однолинзового объектива

Объектив зенитного телескопа представляет собой плоско-выпуклую линзу со световым диаметром 170 мм. Толщина линзы в центральной части 33 мм. Линза изготовлена из стекла К8. Передний радиус кривизны 4,5 м. Фокусное расстояние для длины волны 545 мкм равно 8,45 м. Был произведен тригонометрический расчет линзы. Единственная аберрация, которая ухудшает качество изображения, у этого объектива является хроматическая аберрация. Лучи разной длины волны фокусируются на разных расстояниях от задней поверхности линзы. Было проверено, что задний отрезок объектива  $S'$ , измеряемый от задней поверхности линзы до точки фокусировки, хорошо представляется эмпирической формулой

$$S'(\lambda) = a + b\lambda + c\lambda^2. \quad (3)$$

Если длину волны выразить в миллимикронах, то постоянные формулы в конкретном случае следующие:

$$a = 7316$$

$$b = 3,333$$

$$c = -0,00227.$$

Результат получается в миллиметрах.

Радиус геометрического кружка рассеяния для монохроматического света с длиной волны  $\lambda$  может опреде-

литься по формуле

$$\rho'(\lambda) = \frac{D}{2S_0} \left| (a + b\lambda + c\lambda^2) - S_0 \right|; \quad (4)$$

где  $\rho'(\lambda)$  - радиус кружка рассеяния /мм/;

$D$  - действующее отверстие объектива /мм/;

$S_0$  - расстояние от задней поверхности линзы до фокальной плоскости.

Реальный кружок рассеяния больше из-за дифракции света. Приближенно можно считать, что радиус изображения  $\rho(\lambda)$  увеличен на радиус дифракционного изображения точки [3]

$$\rho(\lambda) = \rho'(\lambda) + 1,22 \frac{\lambda F}{D}. \quad (5)$$

На объектив падает свет от звезды, в спектре которой имеются лучи разной длины. Если распределение энергии в спектре звезды обозначить через  $\mathcal{E}(\lambda)$ , коэффициент пропускания системы через  $\kappa(\lambda)$ , чувствительность фотоумножителя через  $j(\lambda)$ , то воздействие лучей разной длины волны на катод фотоумножителя будет характеризоваться величиной

$$J(\lambda) = \mathcal{E}(\lambda) \kappa(\lambda) j(\lambda). \quad (6)$$

Поток, возбуждаемый монохроматическим светом, пропорционален величине  $J(\lambda)$ .

Эффективная освещенность кружка рассеяния лучами в интервале волн длиной  $\lambda, \lambda + d\lambda$  равна

$$dE_\lambda = J(\lambda) \frac{d\lambda}{\pi \rho^2(\lambda)}. \quad (7)$$

Чтобы найти распределение освещенности в кружке рассеяния белого света как функцию расстояния от центра изображения, необходимо интегрировать (7) по всем  $\lambda$  за исключением области от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , в которой

$$|\rho(\lambda)| < \rho$$

$$E(\rho) = \int_0^{\lambda_1} J(\lambda) \frac{d\lambda}{\pi \rho^2(\lambda)} + \int_{\lambda_2}^{\infty} J(\lambda) \frac{d\lambda}{\pi \rho^2(\lambda)}, \quad (8)$$

$\lambda_1$  и  $\lambda_2$  могут быть найдены как корни уравнения

$$\rho = \frac{D}{2S_0} |(a + b\lambda + c\lambda^2) - S_0|. \quad (9)$$

Принимая для  $J(\lambda)$  распределение энергии в спектре звезды класса G, для  $j(\lambda)$  спектральную чувствительность фотоумножителя ФУ-38, была подсчитана кривая распределения освещенности в кружке рассеяния. При расчете принималось, что перед катодом фотоумножителя расположен желтый светофильтр ЖС-16. На рис. 3 представлена кривая распределения эффективной освещенности в фокальной плоскости при фокусировке объектива на визуальную область спектра. Максимальная освещенность в центре кружка рассеяния принята за единицу.

В зенитном телескопе изображение звезды проектируется на визирную решетку. Часть света всегда закрыта непрозрачными полосами. Величина фототока зависит от положения центра изображения звезды относительно щелей решетки. Далее проводится оценка амплитуды изменения фототока при перемещении изображения звезды по визирной решетке.

Предположим, что начало координатной системы  $x, y$  совпадает с центром изображения, который находится на расстоянии  $\rho$  от середины щели. Световой поток, поступающий на фотоумножитель через щели решетки шириной  $K$ , можно определить по формуле

$$\Phi(\rho) = \sum_{i=1}^n \int_{x_{i1}}^{x_{i2}} \int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} E(\rho) dx dy; \quad (10)$$

где  $i$  - номер щели решетки;

- $n$  - число щелей;  
 $B$  - ширина щелей диафрагмы;  
 $x_{1i}$  - координата левой стороны щели  $i$

$$x_{1i} = (i - n_1)K - \varrho - \frac{K}{2}; \quad (11)$$

где  $n_1$  - номер щели, внутри которой находится центр изображения;

- $x_{2i}$  - координата правой стороны щели,

$$x_{2i} = (i - n_1)K - \varrho + \frac{K}{2}. \quad (12)$$

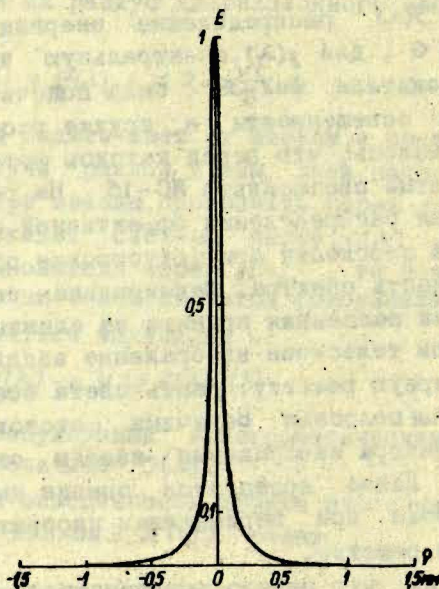


Рис. 3.

Радиус  $\varrho$  выражается через координаты  $x, y$

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (13)$$

Практически при  $\varrho = 2K$  освещенность равна нулю.

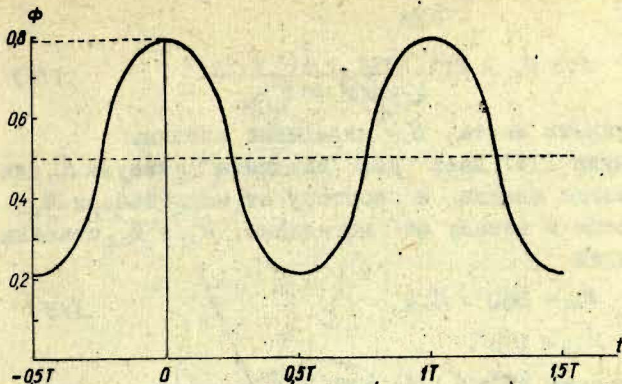


Рис. 4.

формуле (10) можно суммировать световой поток по ближайшим 2-3 щелям. Это значит, что форма кривой изменения фототока не зависит от номера щели  $n$ , где находится центр изображения. Был проведен подсчет светового потока при равных  $\varrho$ . Учитывая, что  $\varrho$  меняется линейно от времени  $t$ , а фототок пропорционален световому потоку  $\Phi$ , можно построить кривую изменения фототока в зависимости от времени. На рис. 4 приведена кривая изменения фототока, определенная по кривой распределения освещенности в изображении звезды, приведенной на рис. 3. Фототок от звезды, незакрытой визирной решеткой, условно принят за единицу. Пределы изменения фототока от 0,2 до 0,8 от фототока незакрытой звезды.

#### § 10. Определение азимута визирной линии телескопа

Для того, чтобы изображение звезды пересекало середину щели, азимут визирной линии необходимо менять в зависимости от склонения звезды. Если зенитное расстояние центра решетки равно  $\varrho$ , то азимут визирной линии  $A_0$  можно определить из параллактического тре-

угольника

$$\cos A_0 = \frac{\sin \varphi \cos z - \sin \delta}{\cos \varphi \sin \delta} \quad (14)$$

где  $\varphi$  - широта места,  $\delta$  - склонение звезды.

Формула (14) дает два значения азимута  $A_{01}$  для случая, когда звезда к востоку от меридиана, и  $A_{02}$ , когда звезда к западу от меридиана.  $A_{01}$  и  $A_{02}$  связаны соотношением

$$\begin{aligned} A_{01} &= 360^\circ - A_{02}, \\ A_{02} &< 180^\circ. \end{aligned} \quad (15)$$

Поскольку  $45^\circ \leq A_{02} \leq 135^\circ$ , то азимут достаточно точно определяется по косинусу угла.

### § 11. Вывод формул для определения среднего момента прохождения изображения звезды через визирную решетку

Для правильной работы телескопа необходимо, чтобы ось инструмента была вертикальна и чтобы изображение звезды до и после меридиана проходило центр визирной решетки /§ 2/. На практике эти условия могут выполняться только приближенно. Ниже будут выведены формулы для вычисления среднего момента прохождения изображения звезды через визирную решетку. Известными будут считаться координаты звезды и ориентация телескопа. На основании расчета можно оценить влияния равных параметров на средний момент прохождения.

На рис. 5 через  $O'$  обозначена вторая главная точка объектива, через  $C'$  - центр визирной решетки, определяемый как ортогональная проекция второй главной точки объектива на центральную линию средней щели. Ось инструмента  $OO_1$  проведена через середину отрезка  $O'C'$  и центр чаши ртутного горизонта  $O$ . Начало координатной системы  $x, y, z$  совпадает с точкой  $O$ .





Из треугольников  $ZO'O_1$  и  $ZO_1C'$  определим венит-ные расстояния  $z_0, z_c$  и азимуты  $A'_0, A'_c$  точек  $O'$  и  $C'$ .

$$\left. \begin{aligned} \cos z_0 &= \cos z \cos i - \sin z \sin i \cos(q - A_1), \\ \sin(\alpha - A'_0) \sin z_0 &= \sin z \sin(q - A), \\ \cos(\alpha - A'_c) \sin z_0 &= \cos z \sin i + \sin z \cos i \cos(q - A) \end{aligned} \right\} (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos z_c &= \cos z \cos i + \sin z \sin i \cos(q - A_1), \\ \sin(A'_c - \alpha) \sin z_c &= \sin z \sin(q - A), \\ \cos(A'_c - \alpha) \sin z_c &= \cos z \sin i - \sin z \cos i \cos(q - A). \end{aligned} \right\} (18)$$

Координаты нормали к визирной решетке  $A_3, Z_3$  определяются из треугольника  $ZC'O_3$ .

$$\left. \begin{aligned} \cos z_3 &= \cos j \cos z_c - \sin j \sin z_c \cos B, \\ \sin(A_3 - A'_c) \sin z_3 &= \sin j \sin B, \\ \cos(A_3 - A'_c) \sin z_3 &= \cos j \sin z_c + \sin j \cos z_c \cos B. \end{aligned} \right\} (19)$$

Зенитное расстояние оси чаши  $z_2$  ртутного горизонта определяется из треугольника  $O_2O_1Z$ .

$$\left. \begin{aligned} \cos z_2 &= \cos k \cos i - \sin k \sin i \cos(q - A - C), \\ \sin v \cos z_2 &= \sin k \sin(q - A - C), \\ \cos v \cos z_2 &= \cos k \sin i + \sin k \cos i \cos(q - A - C). \end{aligned} \right\} (20)$$

По формулам (17), (18) определены проекции на небесную сферу точек  $O', C'$  от точки  $O$ . Для определения венитного расстояния визирной линии следует учитывать отражение центра решетки от ртутной поверхности.

Высота уровня ртути  $\bar{z}$  в наклоненном положении чаши /рис.7/:

$$\bar{z} = \bar{h} - R(1 - \cos z_2); \quad (21)$$

где  $\bar{h}$  - толщина слоя ртути в центре чаши;

$R$  - радиус кривизны поверхности ртутной чаши.

Прямоугольные координаты /рис.5/ второй главной точки объектива  $x_0, y_0, z_0$  и зеркального изображения  $C''$  центра визирной решетки  $x''_0, y''_0, z''_0$  определяют

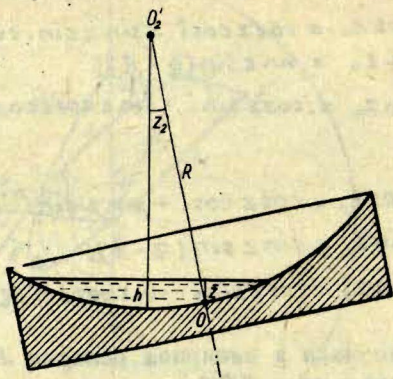


Рис. 7.

ся по формулам

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= L_1 \sin z_0 \cos A'_0, \\ y_0 &= -L_1 \sin z_0 \sin A'_0, \\ z_0 &= L_1 \cos z_0. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} x''_c &= L_2 \sin z_c \cos A'_c, \\ y''_c &= -L_2 \sin z_c \sin A'_c, \\ z''_c &= 2\bar{z} - L_2 \cos z_c \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где  $L_1$  - длина отрезка  $OO'$  ;

$L_2$  - длина отрезка  $OC'$  ;

Координаты визирной линии на небесной сфере будут  $A'$  ,  $Z'$  .

$$\left. \begin{aligned} \sin z' \cos A' &= \frac{x_0 - x''_c}{\rho}, \\ \sin z' \sin A' &= \frac{y''_c - y_0}{\rho}, \\ \cos z' &= \frac{z_0 - z''_c}{\rho}, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\rho = \sqrt{(x_0 - x_c'')^2 + (y_0 - y_c'')^2 + (z_0 - z_c'')^2}. \quad (25)$$

Координаты нормали к визирной решетке после отражения от ртутной поверхности

$$\left. \begin{aligned} A_3' &= A_3 + 180^\circ, \\ z_3' &= z_3. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Для расчета координат точек на плоскости визирной решетки можно применять формулы фотографической астрометрии [4]. Для этого необходимо пересчитать координаты визирной линии, нормали к визирной решетке и оси инструмента в экваториальную систему координат.

Координаты нормали /оптический центр проекции визирной решетки/  $t_c, \delta_c$ .

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta_c &= \sin \varphi \cos z_3' - \cos \varphi \sin z_3' \cos A_3', \\ \sin t_c \cos \delta_c &= \sin z_3' \sin A_3', \\ \cos t_c \cos \delta_c &= \cos \varphi \sin z_3' + \sin \varphi \sin z_3' \cos A_3' \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Координаты оси инструмента  $t_1, \delta_1$ .

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta_1 &= \sin \varphi \cos i - \cos \varphi \sin i \cos \alpha, \\ \sin t_1 \cos \delta_1 &= \sin i \sin \alpha, \\ \cos t_1 \cos \delta_1 &= \cos \varphi \cos i + \sin \varphi \sin i \cos \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Координаты центра визирной решетки  $t_c, \delta_c$

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta_c &= \sin \varphi \cos z' - \cos \varphi \sin z' \cos A', \\ \sin t_c \cos \delta_c &= \sin z' \sin A', \\ \cos t_c \sin \delta_c &= \cos \varphi \cos z' + \sin \varphi \sin z' \cos A' \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Применяя формулы расчета идеальных координат, определяем координаты центра визирной решетки  $x_c, y_c$  и оси инструмента  $x_1, y_1$ ,

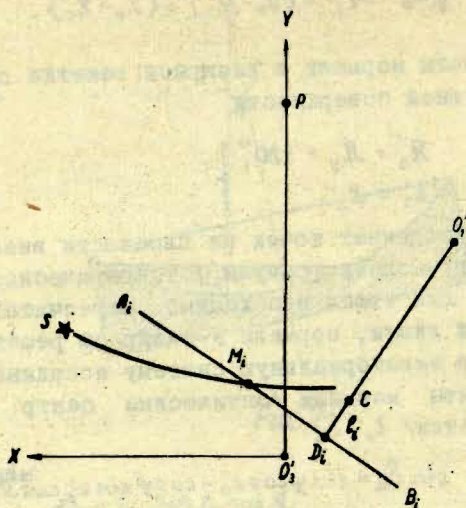


Рис. 8.

$$x_c = \frac{-\cos \delta_c \sin(t_c - t_0)}{\sin \delta_c \sin \delta_0 + \cos \delta_c \cos \delta_0 \cos(t_c - t_0)}, \quad (30)$$

$$y_c = \frac{\sin \delta_c \cos \delta_0 - \cos \delta_c \sin \delta_0 \cos(t_c - t_0)}{\sin \delta_c \sin \delta_0 + \cos \delta_c \cos \delta_0 \cos(t_c - t_0)}, \quad (31)$$

$$x_1 = \frac{-\cos \delta_1 \sin(t_1 - t_0)}{\sin \delta_1 \sin \delta_0 + \cos \delta_1 \cos \delta_0 \cos(t_1 - t_0)}, \quad (32)$$

$$y_1 = \frac{\sin \delta_1 \cos \delta_0 - \cos \delta_1 \sin \delta_0 \cos(t_1 - t_0)}{\sin \delta_1 \sin \delta_0 + \cos \delta_1 \cos \delta_0 \cos(t_1 - t_0)}. \quad (33)$$

Знак минус впереди формул (30) и (32) обусловлен тем, что направление отсчета часового угла противоположно направлению отсчета прямого восхождения.

На рис. 8 плоскость рисунка совпадает с плоскостью визирной решетки. Начало системы идеальных координат на небесной сфере совпадает с точкой нормали к визирной решетке и имеет координаты  $t_0, \delta_0$ . На оси  $u$  координатной системы в точке  $P$  имеется проекция полюса мира. В точке  $C$  находится центр визирной решетки, а точка  $O_1$  является точкой пересечения оси инструмента с плоскостью визирной решетки, координаты которой определяются формулами (32), (33). По определению, щели визирной решетки перпендикулярны прямой  $O_1C$ .

Определим часовой угол  $t$  точки пересечения  $M_i$  траектории изображения звезды  $S$  с  $i$ -той щелью визирной решетки  $A_i B_i$ . Расстояние щели от центра визирной решетки  $D_i C$  равно  $\rho_i$ .

$$\rho_i = K_i; \quad (34)$$

где  $K$  - расстояние между центрами щелей визирной решетки;

$i$  - номер щели, считаемый от центра решетки.

Уравнение прямой  $A_i B_i$

$$x = x_D - (y - y_0) \operatorname{tg} \beta, \quad (35)$$

где

$$x_D = x_c - \frac{\rho_i (x_1 - x_c)}{\sqrt{(x_1 - x_c)^2 + (y_1 - y_c)^2}}, \quad (36)$$

$$y_D = y_c - \frac{\rho_i (y_1 - y_c)}{\sqrt{(x_1 - x_c)^2 + (y_1 - y_c)^2}}, \quad (37)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{x_1 - x_c}{y_1 - y_c}. \quad (38)$$

Координаты звезды  $x, y$  со склонением  $\delta$  зависят от часового угла

$$x = \frac{-\cos \delta \sin (t_i - t_0)}{\sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos (t_i - t_0)}, \quad (39)$$

$$y = \frac{\sin \delta \cos \delta_0 - \sin \delta \cos \delta_0 \cos (t_i - t_0)}{\sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos (t_i - t_0)}. \quad (40)$$

Для точки пересечения  $M_i$  координаты  $x, y$ , вычисленные по формулам (39), (40) по аргументу  $t_i$  должны удовлетворять уравнение прямой (35). Система уравнений (35), (39), (40) решалась методом последовательных приближений. Как первое приближение принималось  $t_i = t_0$ .

Имея часовой угол  $t_i$  точки пересечения изображением звезды  $M_i$  каждой щели, можно определить средний часовой угол  $\bar{t}$ , численно равный разности времени кульминации звезды и среднего момента времени прохождения звезды через визирную решетку / в единицах звездного времени /

$$\bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=-\frac{n}{2}}^{i=\frac{n}{2}} t_i, \quad (41)$$

где  $n$  - число щелей визирной решетки.

На основании расчетов, исследуя зависимость  $\bar{t}$  от величин  $i, a, j, b, k, c, A$  при разных наклонах  $\delta$ , можно оценить необходимую точность ориентации зенитного телескопа.

## 12. Влияние ориентации телескопа на средний момент прохождения

А. Зависимость  $\bar{t}$  от азимута визирной линии  $A$ .

По формулам (16) - (41) вычислялись значения  $\bar{t}$ . Принималось  $i = \kappa = 0$ ,  $\varphi = 57^\circ$ ,  $Z = 1^\circ 45'$ ,  $L_1 = L_2$ . По формуле (14) вычислялся азимут  $A_0$ . Для определения в формулах (17), (18), (20) значение азимута принималось в интервале  $A_0 - 10' \leq A \leq A_0 + 10'$ . Вычисления проводились для разных склонений звезды  $\delta$ . Во всех случаях имеется минимум  $\bar{t}$  вблизи  $A_0$ , сдвинутый в сторону больших азимутов на величину  $\Delta A$ . Для  $\Delta A$  была найдена эмпирическая формула

$$\Delta A = a + B(\varphi - \delta)^2, \quad (42)$$

для  $A < 180^\circ$ .

Числовые значения коэффициентов при  $K = 1,18 \cdot 10^{-4}$ ,  $n = 64$

$$a = 0,00013$$

$$B = 0,92$$

в формуле (42) все величины должны быть выражены в радианах.

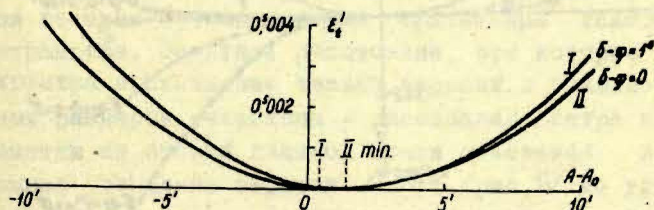


Рис. 9.

На рис. 9 приведены кривые зависимости  $\varepsilon'_t = \bar{t} - t_{\min}$  от  $A - A_0$ . Прохождение звезды выгодно наблюдать при минимальном значении  $\bar{t}$ . В таком случае азимут инст-

румента должен быть при наблюдении к востоку от меридиана

$$\Lambda_{\text{вост}} = \Lambda_{01} - \Delta \Lambda, \quad (43)$$

к западу

$$\Lambda_{\text{зап}} = \Lambda_{02} + \Delta \Lambda, \quad (44)$$

где  $\Lambda_{01}, \Lambda_{02}$  - вычисленные по формуле (14) значения восточного и западного азимута. В этом случае изменение азимута в интервале около  $3'$  приведет к изменению времени регистрации меньше  $10^{-4}$  сек; то есть практически не будет влиять на момент прохождения.

Б. Зависимость  $\bar{t}$  от наклона оси инструмента.

При вычислении влияния наклона оси трубы приняты:  $\varphi = 57^\circ$ ,  $z = 1^\circ 45'$ ,  $K = 1,18 \cdot 10^{-4}$ ,  $n = 64$ ,  $j = 0$ .

Азимут вычислялся по формуле (44). Принимая для  $i$  разные значения при азимуте  $\alpha = 0^\circ$  и  $90^\circ$ , была получена зависимость  $\bar{t}$  от  $i$  при разных  $\delta$ . Из полученных значений  $\bar{t}$  вычиталось значение  $\bar{t}_0$  при  $i = 0$ . Разность  $\bar{t} - \bar{t}_0 = \varepsilon_t''$  приведена на рис. 10. Сплошные кривые от-

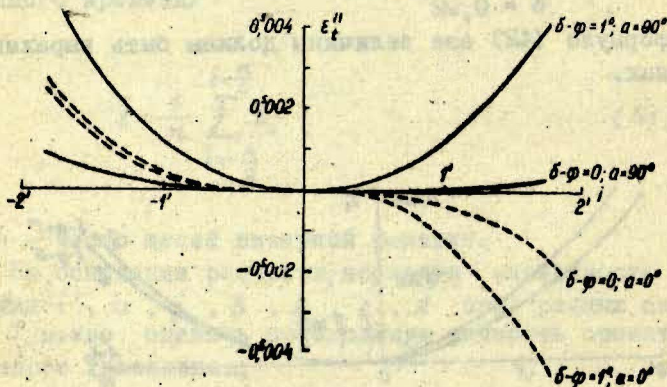


Рис. 10.

носятся к случаю, когда ось инструмента наклонена в направлении запад-восток. Пунктиром показаны кривые

для случая, когда ось наклонена в плоскости меридиана.

По кривым видно, что наклон оси инструмента не влияет на момент прохождения если  $i < 30''$ . Учитывая большую длину трубы и устойчивость фундамента, это не является жестким требованием.

В. Зависимость  $\bar{i}$  от наклона ртутного горизонта и визирной решетки.

Аналогичные вычисления показали, если ось инструмента вертикальна, то наклон чаши ртутного горизонта не влияет на момент прохождения.

При наклоне оси инструмента  $i = 30''$ , если чаша ртутного горизонта наклонена на  $5'$  по отношению к оси, влияние наклона на момент прохождения меньше  $3 \cdot 10^{-4}$  сек.

Наклон визирной решетки также не может привести к систематической ошибке наблюдений. Даже наклон в  $30'$  исключается при наблюдении звезды к востоку и западу от меридиана.

## § 12. Оценка влияния термических факторов на момент прохождений

В предыдущем параграфе было показано, что не имеется жестких требований для ориентации телескопа в пространстве. Зенитное расстояние, при котором регистрируется прохождение звезды, зависит в основном от линейных размеров телескопа — расстояния центра визирной решетки от второй главной точки объектива и от расстояния середины отрезка  $O'C'$  /рис.5/ до уровня ртутного горизонта  $L$ . Зенитное расстояние  $z$  определяется формулой

$$\operatorname{tg} z = \frac{\ell}{2L}. \quad (45)$$

Расстояние  $\ell$  определяется линейными размерами линзы

объектива, визирной решетки и распорного стержня между ними. При изменении температуры на  $\Delta T^\circ$  меняются размеры деталей на величину

$$\Delta \rho = (\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2) \Delta T^\circ, \quad (46)$$

где  $\rho_1$  - длина деталей из стекла (1/2 линзы + 1/2 решетки);

$\rho_2$  - длина стального распорного стержня;

$\alpha_1$  - коэффициент линейного расширения стекла;

$\alpha_2$  - коэффициент линейного расширения стали.

При  $\Delta T^\circ = 1^\circ\text{C}$  изменение  $\rho$  составляет  $2,2 \cdot 10^{-3}$  мм, это приводит к изменению  $z$  на  $0",05$ .

Изменение расстояния  $L$  главным образом обусловлено линейным расширением стальной трубы

$$\Delta L = \alpha_2 L \Delta T^\circ \quad (47)$$

При  $\Delta T^\circ = 1^\circ\text{C}$  изменение длины составляет  $0,09$  мм. Влияние на зенитное расстояние составляет  $-0",07$ . В результате изменения температуры телескопа на  $1^\circ$  зенитное расстояние меняется на  $0",02$ , что составляет около  $0,002$  при регистрации момента прохождений. Однако при резких изменениях температуры верхняя часть трубы меняет температуру быстрее чем нижняя, изменение длины  $L$  может отставать по фазе от изменения длины  $\rho$ . В результате изменение длины  $L$  может не компенсировать изменение  $\rho$ , и влияние температуры может сказаться в 2,5 раза сильнее.

При использовании наблюдений для исследования неравномерности вращения Земли требуется постоянство параметров телескопа в течение наблюдений одной звезды до и после меридиана примерно 20 минут. В этом случае, учитывая большую теплоемкость деталей и теплоизоляцию, изменения температуры можно не учитывать. Если наблюдения используются для определения широты, то необходимо знание параметров телескопа в течение более длинного промежутка времени, когда наблюдаются несколько звезд. В этом случае необходимо учитывать изменение температуры во время наблюдений.

## ГЛАВА III ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ РЕГИСТРИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

### § 13. Способы регистрации времени с применением визирной решетки

Во время перемещения изображения звезды по визирной решетке меняется сила тока в цепи фотоумножителя. Максимальное значение фототок достигает в моменты, когда центр изображения пересекает середину щели, минимальное, когда изображение звезды находится за непрозрачной полоской визирной решетки. Наибольшее изменение тока происходит в моменты, когда изображение пересекает границу щели.

Регистрация момента прохождения изображения звезды через центр щели может производиться двумя способами:

1/ регистрацией моментов времени, когда фототок достигает определенное значение, при котором срабатывает регистрирующее устройство,

2/ регистрацией величины фототока в определенные моменты времени и определением формы кривой фототока.

Первый способ разработан и введен в эксплуатацию Н.Н.Павловым [5] и В.Э.Брандтом [6]. В настоящее время этот способ широко применяется при наблюдении звезд на пассажных инструментах.

Второй способ применяется в Гамбургской обсерватории при наблюдении звезд на меридианном круге. В измененном виде этот способ был предложен нами для фотоэлектрического зенитного телескопа [1].

Регистрация моментов времени в фотоэлектрическом зенитном телескопе происходит по второму способу, принципиально не отличающемуся от предложенного в проекте, но с применением счета фотонов.

## § 14. Принцип действия регистрирующего устройства

Фотоумножители современных конструкций в сочетании со специальными усилителями позволяют регистрировать отдельные электроны, вылетающие с катода фотоумножителя под воздействием отдельных фотонов света [7], [8]. Чем ярче освещен катод, тем больше электронов вылетают из катода. На выходе усилителя, подключенного к фотоумножителю, ток состоит из отдельных импульсов, соответствующих электронам из фотокатода. Средняя частота импульсов пропорциональна световому потоку, падающему на фотокатод. На выходе усилителя имеются импульсы и другого происхождения, вызванные тепловой эмиссией электронов и шумами усилителя. Эта составляющая тока не зависит от освещения фотокатода.

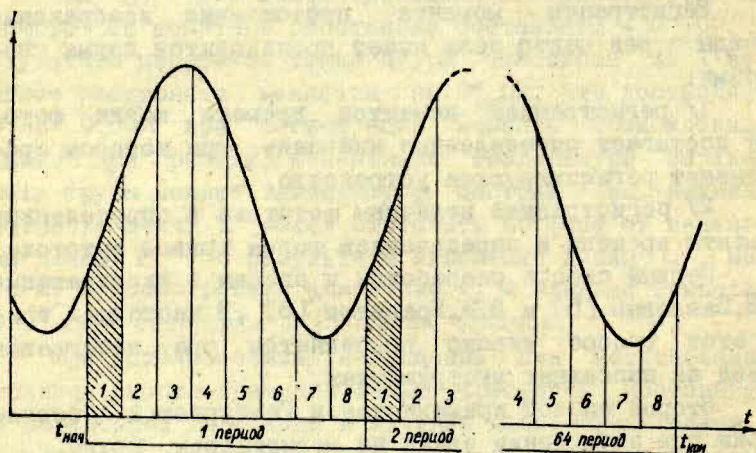


Рис. 11.

На рис. 11 приведена кривая изменения фототока при прохождении изображения звезды по визирной решетке. Увеличение тока обусловлено изменением частоты импульсов. Амплитуда импульсов не зависит от освещения фотокатода.

Для регистрации величины фототока имеются 8 независимых счетчиков импульсов, которые через коммутатор подключаются к выходу усилителя. В момент времени  $t_{нач}$  подключается первый счетчик. Счетчик начинает считать импульсы от отдельных электронов. Счетчик подключен к усилителю на промежуток времени  $\tau$ . Число зарегистрированных импульсов пропорционально заштрихованной площади. После отключения первого счетчика подключается второй опять на промежуток времени  $\tau$ . Далее последовательно подключаются остальные счетчики до восьмого включительно. После отключения восьмого счетчика опять подключается первый. Если

$$\tau = \frac{1}{8} T, \quad (48)$$

где  $T$  — период изменения фототока, то первый счетчик подключается к выходу усилителя при той же фазе изменения фототока, как первый раз. Так же при определенной фазе фототока подключаются и остальные. Каждый счетчик подключается столько раз, сколько щелей звезда проходит по визирной решетке. Практически каждый счетчик подключается в течение 64 периодов изменения фототока. Последним в момент  $t_{кон}$  отключается восьмой счетчик.

После отключения восьмого счетчика на каждом счетчике подсчитано число импульсов, пропорциональное силе фототока, усредненной в интервале времени по всем периодам, пока звезда проходит визирную решетку. Так как каждый счетчик подключался к определенной фазе изменения фототока, то по показаниям счетчиков можно построить кривую изменения фототока.

### § 15. Определение момента прохождения средней щели по показаниям счетчиков

В результате наблюдений получают показания восьми счетчиков  $N_1, N_2, N_3, N_4, N_5, N_6, N_7, N_8$ . Известными величинами являются  $t_{нач}$  и промежуток времени

$t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}$  . Число периодов обозначено через  $n$  .

Если частота импульсов фототока  $f(t)$  , то показание  $j$ -того счетчика равно

$$N_j = \sum_{i=1}^n \int_{t_j'}^{t_j''} f(t) dt ; \quad (49)$$

где  $j = 1, 2, \dots, 8$ .

$$t_j' = t_{\text{нач}} + (j-1)\tau + 8(i-1)\tau, \quad (50)$$

$$t_j'' = t_{\text{нач}} + j\tau + 8(i-1)\tau, \quad (51)$$

$$\tau = \frac{t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}}{8n}, \quad (52)$$

$i$  - номер щели; /  $i = 1, 2, \dots, n$  /.

Предположим, что частота импульсов меняется по синусоидальному закону

$$f(t) = a + b \cos \left[ \frac{2\pi(t - t_{\text{нач}})}{T} - \psi \right], \quad (53)$$

где  $a$  - средняя частота импульсов;

$b$  - амплитуда изменения частоты импульсов;

$\psi$  - фазовый сдвиг кривой в момент  $t_{\text{нач}}$  ;

$T$  - период фототока.

Предположим, что  $T = 8\tau$ .

Применяя формулу (49) определим число импульсов, зарегистрированных счетчиками

$$\begin{aligned} N_j &= \sum_{i=1}^n \int_{t_j'}^{t_j''} \left\{ a + b \cos \left[ \frac{2\pi(t - t_{\text{нач}})}{T} - \psi \right] \right\} dt = \\ &= n a \tau + \frac{4n b \tau}{\pi} \left[ \cos \psi \left( \sin \frac{i\pi}{4} - \sin \frac{(i-1)\pi}{4} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \sin \psi \left( \cos \frac{(i-1)\pi}{4} - \cos \frac{i\pi}{4} \right) \right]. \end{aligned} \quad (54)$$

Вводя обозначения

$$S = \frac{4nB\tau}{\pi} \sin \psi, \quad (55)$$

$$C = \frac{4nB\tau}{\pi} \cos \psi, \quad (56)$$

$$A = n\alpha\tau, \quad (57)$$

имеем

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= A + (1 - \sqrt{0,5})S + \sqrt{0,5}C, \\ N_2 &= A + \sqrt{0,5}S + (1 - \sqrt{0,5})C, \\ N_3 &= A + \sqrt{0,5}S - (1 - \sqrt{0,5})C, \\ N_4 &= A + (1 - \sqrt{0,5})S - \sqrt{0,5}C, \\ N_5 &= A - (1 - \sqrt{0,5})S - \sqrt{0,5}C, \\ N_6 &= A - \sqrt{0,5}S - (1 - \sqrt{0,5})C, \\ N_7 &= A - \sqrt{0,5}S + (1 + \sqrt{0,5})C, \\ N_8 &= A - (1 - \sqrt{0,5})S + \sqrt{0,5}C. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

На практике  $N_1, N_2, \dots, N_8$  известны. Неизвестными являются  $S, C, A$ . Для определения трех неизвестных имеется система из восьми уравнений. Система уравнений (58) решается методом наименьших квадратов. При составлении нормальных уравнений система распадается на три уравнения, каждое из них содержит одно неизвестное.

Имеем

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{1}{B} [N_1 + N_3 - N_6 - N_7 + (\sqrt{2} - 1)(N_1 + N_4 - N_5 - N_8)], \\ C &= \frac{1}{B} [N_1 - N_4 - N_5 + N_8 + (\sqrt{2} - 1)(N_2 - N_3 - N_6 + N_7)], \\ A &= \frac{1}{8} \sum_{j=1}^8 N_j. \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Учитывая, что  $\operatorname{tg} \psi = \frac{S}{C}$ , имеем

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{N_2 + N_3 - N_6 - N_7 + (\sqrt{2} - 1)(N_1 + N_4 - N_5 - N_8)}{N_1 - N_4 - N_5 + N_8 + (\sqrt{2} - 1)(N_2 - N_3 - N_6 + N_7)}. \quad (60)$$

Если  $\psi$  и  $t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}$  известно, момент прохождения средней щели определяется по формуле

$$\bar{t} = t_{\text{нач}} + (t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}) \left( \frac{1}{2} + \frac{\psi}{2\pi n} \right). \quad (61)$$

$\psi$  в формуле (61) должен выражаться в радианах.

### § 16. Б л о к - с х е м а р е г и с т р и р у - ю щ е г о у с т р о й с т в а

Блок - схема регистрирующего устройства приведена на рис. 12. Ток от анода фотоумножителя поступает на импульсный предусилитель  $K_n$ , собранный по схеме эмиттерного повторителя. Предусилитель находится в общем корпусе с фотоумножителем. С предусилителя через коаксиальный кабель ток поступает на широкополосный усилитель. К широкополосному усилителю подключен амплитудный селектор. На предварительный счетчик поступают импульсы, уровень которых больше уровня дискриминации. Если схема совпадений "И" пропускает импульсы, то контрольный счетчик считает импульсы, поступающие на вход коммутатора. Одновременно через электронный коммутатор импульсы поступают на один из счетчиков 1-8. Схема совпадений и коммутатор управляются кварцевыми часами. Импульсы от часов с частотой 1 гц при нажатой кнопке поступают на триггер. Триггер меняет свое состояние и открывает схемы совпадений "И". Через схему совпадений импульсы от амплитудного селектора поступают на контрольный счетчик и через коммутатор на первый счетчик. Начинается счет импульсов.

Через схему совпадений "И" импульсы от кварцевых часов с частотой 10 кгц поступают на 2 контрольный

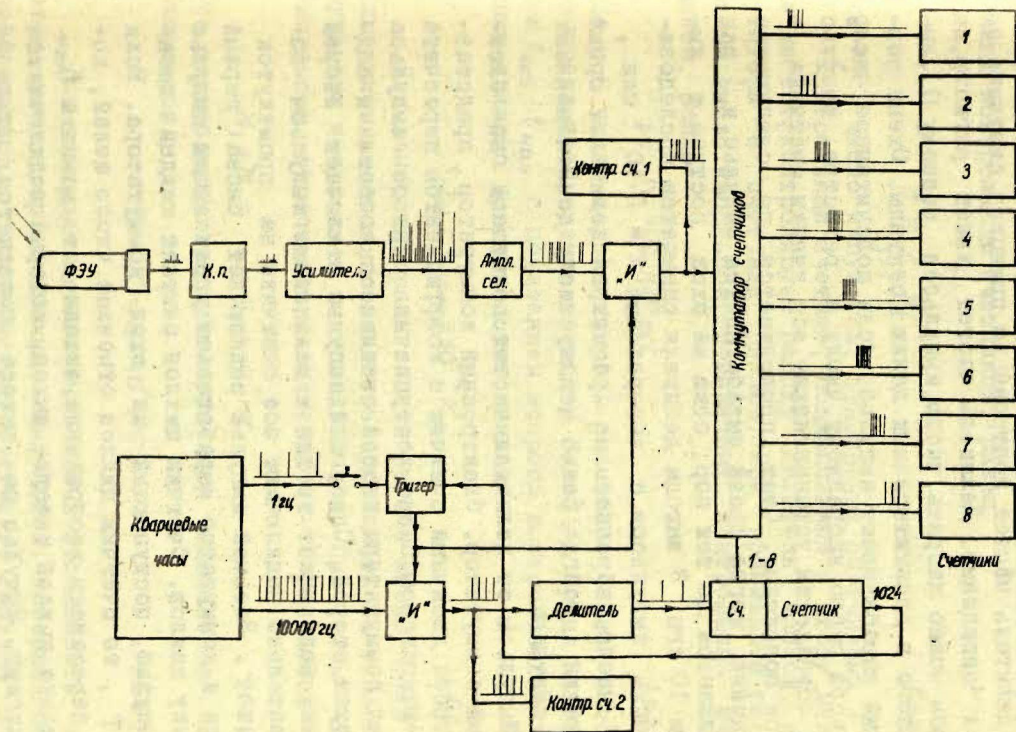


Рис 12.

счетчик и делитель частот с переменным коэффициентом деления. Необходимость в таком делителе возникает от того, что при наблюдении на равных высотах изображения звезд пересекают визирную решетку под разными углами и меняется время прохождения между щелями.

Делитель частот построен по принципу счетчика со схемой совпадения. Делитель частот имеет регистр, на котором можно набрать число импульсов равному  $\Pi$ , выраженного в десяти тысячных долях секунды. Схема совпадений вырабатывает импульс, если подсчитанное число импульсов равно набранному числу в регистре. Импульс схемы совпадения устанавливает все ячейки счетчика в нулевое положение. Счет продолжается до следующего совпадения, когда снова вырабатывается импульс, и так продолжается до тех пор, пока на вход поступают импульсы 10 кГц. С выхода делителя снимается последовательность импульсов с интервалами  $\tau = \Pi \cdot 10^{-4}$  сек, где  $\Pi$  число, набранное на регистре делителя. Время коммутации всегда равно целому числу десяти тысячных долей секунды.

Импульсы от делителя частот поступают на электронный коммутатор. Электронный коммутатор представляет собой двоичный счетчик с коэффициентом пересчета 8 с дешифратором. После поступления первого импульса на вход коммутатора первой счетчик отключается и подключается второй. Следующий импульс отключает второй счетчик, подключает третий и дальнейшие импульсы последовательно подключают все счетчики на промежуток времени  $\tau$ . Восьмой импульс подключает снова первый счетчик и коммутатор вырабатывает управляющий импульс счетчику циклов. Счетчик циклов считает каждый восьмой импульс, поступающий на вход коммутатора. Если  $\tau = \frac{1}{8} T$ , то счетчик циклов отмечает число щелей, которые пересекает изображение звезды от момента  $t_{нач}$ . У счетчика циклов имеется выход, который подключается к триггеру. Импульс на выходе появляется после 64 подсчитанного импульса. Импульс от счетчика переводит триггер в исходное состояние. Схемы совпадения прекращают пропускать импульсы. Счет импульсов прекраща-

ется. Это происходит после прохождения изображением звезды 64 щелей визирной решетки.

Для контроля правильности работы схемы имеются два контрольных счетчика. Первый контрольный счетчик считает все импульсы, поступающие на 1 - 8 счетчики. При правильной работе схемы число импульсов  $I$ , отмеченных контрольным счетчиком, равно

$$I = \sum_{j=1}^8 N_j, \quad (62)$$

где  $N_j$  - число импульсов, отмеченных счетчиками 1 - 8.

Контрольный счетчик, подключенный к входу делителя частот, контролирует работу делителя частот, коммутатора и счетчика циклов. При правильной работе схемы число импульсов, отмеченных контрольным счетчиком, равно

$$K = 8 \cdot 10^4 n \tau, \quad (63)$$

где  $n$  - число щелей визирной решетки, через которые проходит изображение звезды /  $n = 64$ /. Время накопления  $t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}$  с показанием второго контрольного счетчика связано простым соотношением

$$t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}} = 10^{-4} K. \quad (64)$$

Для контроля правильности работы схемы перед наблюдением имеется возможность подключать на вход коммутатора импульсы с частотой 10 кгц. При этом число импульсов, отмеченных счетчиками 1 - 8 равняется

$$N_1 = N_2 = \dots = N_8 = 10^4 n \tau. \quad (65)$$

Оба контрольных счетчика отмечают одинаковое число импульсов

$$I = K = 8 \cdot 10^4 n \tau. \quad (66)$$

Для контроля любого счетчика в отдельности имеется генератор одиночных импульсов, который может подключаться к проверяемому счетчику. Наличие контрольных счетчиков практически исключает возможность появления ошибок из-за сбоев в электронной схеме.

### § 17. Оценка точности определения среднего момента по показаниям счетчиков

Из-за флюктуации тока фотоумножителя показания счетчиков имеют среднеквадратическую ошибку  $\sigma_N$ . Фаза кривой изменения фототока  $\psi$  определяется с ошибкой  $\varepsilon_\psi$ , что приводит к ошибке определения момента прохождения  $\varepsilon_t$ .

Для оценки влияния ошибок счетчиков принималось, что фототок меняется по закону (53). Принимая разные значения  $\psi$ , вычислялись значения  $N_1, N_2, \dots, N_8$  по формулам (58). К каждой величине  $N_j$  прибавлялось случайное число  $\Delta N_j$ .

$$N_j' = N_j + \Delta N_j \quad (67)$$

$$j = 1, 2, \dots, 8.$$

$\Delta N_j$  имеют нормальное распределение с дисперсией  $\sigma_N^2$ . Числа  $N_j'$  подставлялись в формулу (60) и определялся угол  $\psi'$

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{N_2' + N_3' - N_6' - N_7' + (\sqrt{2} - 1)(N_1' + N_4' - N_5' - N_8')}{N_1' - N_4' - N_5' + N_8' + (\sqrt{2} - 1)(N_2' - N_3' - N_6' + N_7')} \quad (68)$$

При каждом значении  $\psi$  расчет повторялся 64 раза. Среднеквадратическая ошибка  $\varepsilon_\psi$  определялась по формуле

$$\varepsilon_\psi = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{64} (\psi_i' - \psi)^2}{63}} \quad (69)$$

где  $i$  - номер значения  $\psi'$ . Была найдена эмпирическая зависимость  $\varepsilon_\psi$  от  $\sigma_N$

$$\frac{\varepsilon_\psi}{2\pi} = (0,078 \pm 0,082) \frac{\sigma_N}{\beta'} \quad (70)$$

где  $B'$  - амплитуда изменения показаний счетчиков.

Величина коэффициента в формуле меняется в зависимости от  $\psi$ . Среднеквадратическая ошибка определения момента прохождения средней щели

$$\varepsilon_t = \frac{T \varepsilon_\psi}{2\pi}, \quad (71)$$

где  $T$  - период изменения фототока.

При измерении  $N_j$  с относительной погрешностью  $\frac{\Delta N}{N_{\max}} = 0,01$  ошибка в определении момента прохождения составляет  $\varepsilon_t = 0,007 - 0,009$ .

Формула (60) выведена для случая синусоидального изменения среднего значения фототока. Практически форма кривой фототока может отличаться от синусоиды. Если диаметр изображения становится меньше ширины щели, кривая изменения фототока приближается к трапецевидной с синусоидальными краями [5]. Если диаметр изображения во много раз меньше ширины щели, то кривая изменения фототока приближается к прямоугольным импульсам. Рассмотрим этот предельный случай.

Для прямоугольных импульсов

$$\left. \begin{aligned} f(t) &= a + b \quad \text{при } T(i + \frac{\psi}{2\pi}) < t - t_{\text{нач}} < T(i + \frac{\psi}{2\pi} + \frac{1}{4}) \\ f(t) &= a - b \quad \text{при } T(i + \frac{\psi}{2\pi} + \frac{1}{4}) < t - t_{\text{нач}} < T(i + \frac{\psi}{2\pi} + \frac{3}{4}) \end{aligned} \right\} (72)$$

где  $a$  - средняя частота импульсов фототока;

$b$  - амплитуда изменения следования импульсов фототока;

$\psi$  - фазовый сдвиг кривой фототока в момент  $t_{\text{нач}}$ ;

$i$  - номер периода; /  $i = 1, 2, \dots, n$  /.

Принимая закон (72) и используя формулу (49), были определены показания счетчиков  $N'_1, N'_2, \dots, N'_7, N'_8$ . При расчете принималось  $\tau = \frac{1}{3} T$ . Вычисленные показания счетчиков были подставлены в формулу (68) и получено значение  $\psi'$ . Разность  $\psi' - \psi$  характеризует применение

нимость формулы (60) для несинусоидальной кривой изменения фототока. Для прямоугольных импульсов

$$\left| \frac{\psi' - \psi}{2\pi} \right| < 0,0013. \quad (73)$$

Это приводит к максимальной ошибке определения момента прохождения  $\Delta t = \pm 0,004 - 0,006$ . Теоретическая кривая фототока, приведенная на рис. 4, ближе к синусоиде чем к прямоугольным импульсам. Практически без большой ошибки для определения  $\psi$  можно применять формулу (60).

### § 18. Влияние несовпадения периода коммутации с периодом изменения фототока

Период изменения фототока зависит от скорости перемещения изображения звезды по фокальной плоскости  $u$  и угла траектории изображения со щелями визирной решетки  $q$ .

Учитывая небольшие размеры визирной решетки по сравнению с фокусным расстоянием телескопа, можно писать

$$u = F \cos \delta (1 - \nu) \sin 15'', \quad (74)$$

где  $\delta$  - склонение звезды;

$F$  - фокусное расстояние объектива;

$\nu$  - множитель перевода звездного времени в среднее.

Период изменения фототока

$$T = \frac{K}{u \sin q}, \quad (75)$$

где  $K$  - расстояние между серединами щелей.

Оценим точность вычисления  $T$ . Фокусное расстояние объектива известно с точностью до  $\pm 0,5$  мм. Среднее расстояние между щелями  $K$  выдержано с точностью

порядка  $\pm 10^{-5}$  мм, Угол  $\varphi$  известен с точностью порядка  $1'$ . При  $\varphi = 45^\circ$  ошибка в определении  $T$  составляет порядка  $10^{-3}$  сек. Период делителя частот  $\tau$  может быть вычислен с точностью порядка  $10^{-4}$  секунды. Период делителя частот может быть только целым числом десяти-тысячных долей секунды. Из-за округления до ближайшего целого может быть допущена ошибка  $5 \cdot 10^{-5}$  сек. Суммарная ошибка  $\Delta T$  может достигать  $1,5 \cdot 10^{-4}$  сек.

Для проверки влияния несовпадения периода коммутации с периодом изменения фототока в формулу (49) подставлялось выражение (53) с условием  $T = 8(\tau + \Delta\tau)$  и, применяя формулу (60), определялось  $\psi$ . Вычисленное значение  $\psi$  не совпадало со значением фазового сдвига кривой в момент  $t_{нач}$ , но в точности совпадало с фазовым сдвигом в средний момент накопления. Из этого можно сделать вывод, что при несовпадении периодов коммутации момент прохождения через среднюю щель не искажается. Несколько уменьшается амплитуда показаний счетчиков.

Был рассмотрен случай, когда амплитуда изменения среднего значения фототока зависит от времени. Предполагалось, что фототок, вернее средняя частота следования импульсов, меняется по закону

$$f(t) = a + (b + ct) \cos \left[ \frac{2\pi(t - t_{нач})}{T} - \psi \right], \quad (76)$$

$$T = 8(\tau + \Delta\tau). \quad (77)$$

Применяя формулы (49) и (60) определялся фазовый сдвиг в средний момент времени и  $\bar{t}$  вычислялся по формуле (61). При  $\Delta\tau = 1,5 \cdot 10^{-4}$  сек и при изменении амплитуды в два раза за время наблюдений ошибка в определении среднего момента составляет  $0,008$ . Столь большие изменения амплитуды практически встречаются редко. Специальные исследования показали, что в ясную ночь амплитуда меняется лишь в пределах нескольких процентов, и, следовательно, несовпадение периодов коммутации не может привести к ошибке регистрации пре-

восходящей  $0^{\circ}001$ .

## ГЛАВА IV НАБЛЮДЕНИЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЗЕНИТНОМ ТЕЛЕСКОПЕ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### § 19. Юстировка телескопа

Юстировка телескопа состоит из фокусировки объектива, горизонтирования ртутного горизонта и трубы телескопа и выставления визирной решетки.

#### А. Фокусировка объектива.

Предварительная фокусировка объектива производилась визуалью. Для этого зеркало отклонялось, чтобы направить лучи в объектив микроскопа 41. Микроскоп наводился на резкость по целым визирной решетки. Перемещением ртутного горизонта в вертикальном направлении при помощи юстировочных винтов 52 /рис.2/ находилась наилучшая резкость изображений звезд.

Точная фокусировка производилась по фотоэлектрическим наблюдениям звезд. Производилась регистрация прохождений звезд при разных положениях ртутного горизонта. Положение ртутного горизонта, при котором изменение фототока при прохождении изображением звезды достигает максимальное значение, принималось за лучший фокус.

#### Б. Выставление вертикальной оси телескопа и горизонтирование ртутного горизонта.

Вертикальная ось телескопа выставлялась при помощи наглядного уровня, который ставился на крышку трубы. Цена деления уровня  $10''$ . Перемещением упорного подшипника 4 винтами 7 /рис.2/ добывалось такое положение подшипника, при котором, вращая трубу, не смещался пузырек уровня. Опыт показал, что ось сохраняет свое положение с точностью до  $5''$  в течение нескольких месяцев.

Для центрировки ртутного горизонта через отверстие в крышке 34 опускался отвес. Центр чаши ртутного горизонта выставлялся по отвесу. На горизонтальную поверхность чаши ртутного горизонта ставился накладной уровень и при помощи винтов 52 чаша горизонтировалась.

### В. Выставление визирной решетки.

Выставление визирной решетки заключается в совмещении геометрического центра с центром решетки как проекции второй главной точки объектива на среднюю щель. Попутно выставлялся лимб поворота трубы телескопа по азимуту.

Для выставления визирной решетки корпус фотоумножителя снимался, а на его место ставилась специальная кассета для фотопластинки. Фотопластинка в кассете ставилась на 3 мм за плоскостью визирной решетки.

По формуле (14) вычислялся азимут поворота трубы, труба ставилась в положение с  $\lambda_{01}$  и пластинка экспонировалась в течение промежутка времени, пока изображение звезды пересекало визирную решетку. Далее труба доворачивалась на азимут  $\lambda_{02}$  и на ту же самую пластинку экспонировался след звезды после меридиана.

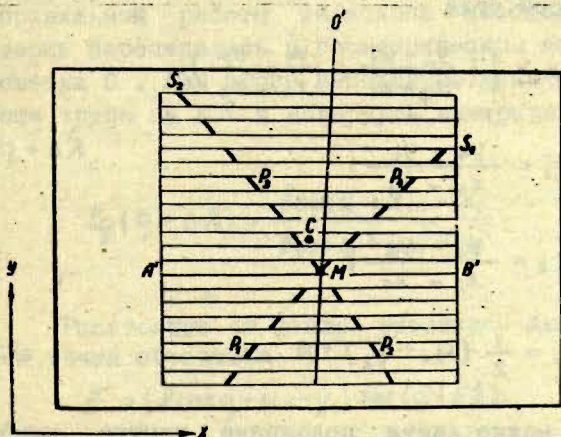


Рис. 13.

После проявления пластинка имела вид, показанный на рис. 13. На пластинке видны следы звезд  $S_1$  и  $S_2$ , полученные до и после меридиана. На следах звезд видны перерывы, которые оставляют непрозрачные полосы визирной решетки. Фон неба засвечивает щели визирной решетки и на пластинке виден контур визирной решетки.

Полученные пластинки измерялись на измерительном микроскопе. Пластинка на столик измерительного микроскопа ориентировалась так, чтобы щели были параллельны оси  $x$ -сов измерительного микроскопа. Измерялись координаты углов контура визирной решетки для определения положения геометрического центра визирной решетки  $x_c, y_c$ . На следах звезд выбирались четыре, штриха  $P_1, P_2, P_3, P_4$  симметрично расположенных относительно точки пересечения траектории. Измерялись координаты начала и конца штрихов и образовывались средние. В результате получают координаты середины штрихов  $x_1, y_1, x_2, y_2, x_3, y_3, x_4, y_4$ . Измеряются координаты точки пересечения траекторий  $x_m, y_m$ .

Биссектриса между траекториями звезд направлена на вторую главную точку объектива. По измеренным координатам определяется угол между нормалью к щелям и биссектрисой угла

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{2} \left( \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} + \frac{y_4 - y_3}{x_4 - x_3} \right), \quad (78)$$

$$\operatorname{tg} q_1 = \frac{y_4 - y_1}{x_4 - x_1}, \quad (79)$$

$$\operatorname{tg} q_2 = \frac{y_3 - y_2}{x_2 - x_3}, \quad (80)$$

$$q = \frac{1}{2} (q_1 + q_2) + \beta \quad (81)$$

По углу  $q$  можно найти положение центра решетки  $S'$ . Расстояние от второй главной точки объектива до точки пересечения траектории

$$l = \frac{F}{2} \operatorname{tg} 2z. \quad (82)$$

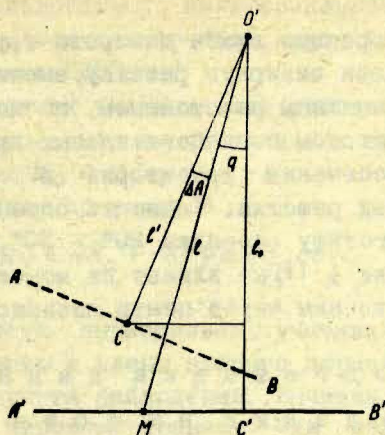


Рис. 14.

Расстояние от щели, на которой пересекаются траектории  $A'B'$ , до второй главной точки объектива  $O'$  /рис. 14/

$$l = l \cos q. \quad (85)$$

На рис. 14 в точке  $M$  пересекаются траектории звезд; для правильной работы телескопа необходимо, чтобы траектории пересекались в геометрическом центре визирной решетки  $C$ . Для этого необходимо изменить азимут поворота трубы на  $\Delta A$  и повернуть визирную решетку на угол  $q + \Delta A$

$$\operatorname{tg}(q + \Delta A) = \frac{l \sin q + x_m - x_c}{l \cos q + y_m - y_c}. \quad (84)$$

Расстояние от центра решетки  $C$  до второй главной точки объектива

$$l' = (l \cos q + y_m - y_c) \sec(q + \Delta A). \quad (85)$$

Зенитное расстояние центра визирной решетки, улучшенное по измерениям негатива

$$\operatorname{tg} z z = \frac{2l}{F}. \quad (86)$$

Вводя коррекции лимба поворота трубы по азимуту и поворачивая визирную решетку, выставление повторяют с новым венитным расстоянием, вычисленным по формуле (86). Методом последовательных приближений добиваются пересечения траекторий в геометрическом центре визирной решетки. Точность определения угла  $\varphi$  по одному негативу порядка  $20'' - 30''$ . Такая ошибка, согласно оценке § 11, не влияет на момент прохождения изображения звезды через центр визирной решетки.

### § 20. Подготовка данных для наблюдений на фотоэлектрическом венитном телескопе

Для наблюдений звезды на фотоэлектрическом венитном телескопе необходимо знать момент времени  $t_{нач}$ , когда начинается накопление фототока, азимут поворота  $A_0$ , период делителя частот  $\tau$  и для контроля правильности работы длину интервала наблюдения звезды  $t_{кон} - t_{нач}$ . Для момента и азимута у каждой звезды имеются два значения - до и после меридиана.

Исходными данными для вычислений этих величин являются координаты звезды  $\alpha$ ,  $\delta$ , долгота и широта места наблюдений  $\lambda$  и  $\varphi$ . Для вычисления азимута необходимо использовать видимые места звезд. Учитывая большой объем вычислений, была составлена программа для электронно-вычислительной машины БЭСМ-4.

В оперативную память машины были введены средние места  $\kappa$  началу года всех звезд программы наблюдений. Предварительно были выбраны 22 звезды из каталога FK4.

Были введены редуцированные постоянные  $A+A'$ ,  $B+B'$ ,  $C, D, E$  каждого числа для  $0^h$  эфемеридного времени в течение месяца и нутация в прямом восхождении. Звездное время вводилось для начала месяца.

Для вычислений условий видимости и для учета параллакса использовались экваториальные координаты Солнца  $\alpha_0, \delta_0$ . Все данные были взяты из Астрономического ежегодника СССР.

При вычислениях видимых мест учитывалась высота Солнца  $h_0$ . Видимые места считались только у тех звезд, у которых  $h_0 < -3^\circ$ ; где  $h_0$  определялся по формуле

$$\sin h_0 = \sin \varphi \sin \delta_0 + \cos \varphi \cos \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0). \quad (87)$$

Видимые места вычислялись, учитывая параллакс, суточную аберрацию и члены второго порядка на момент кульминации в пункте наблюдений. Вычислялся и момент кульминации по мировому времени. Эти величины можно использовать и при обработке наблюдений.

По склонению звезды, приведенному на видимое место, по формуле (14) вычислялся азимут. К азимуту была прибавлена поправка на минимум часового угла, и по формулам (42), (43), (44) вычислялся восточный и западный азимут  $A_{\text{вост}}$  и  $A_{\text{зап}}$ .

Для вычисления периода делителя частот вычислялись моменты времени, когда изображение звезды пересекает первую и последнюю цель визирной решетки. Это делалось по формулам § 11, принимая  $i=j=k=0$ .

В этом случае, минуя формулы (16) - (31), сразу можно вычислять координаты оси вращения инструмента на плоскости визирной решетки как координаты зенита

$$X_1 = \frac{\cos \varphi \sin t_0}{\sin \varphi \sin \delta_0 + \cos \varphi \cos \delta_0 \cos t_0}, \quad (88)$$

$$Y_1 = \frac{\sin \varphi \cos \delta_0 - \cos \varphi \sin \delta_0 \cos t_0}{\sin \varphi \sin \delta_0 + \cos \varphi \cos \delta_0 \cos t_0}. \quad (89)$$

Координаты центра решетки  $t_0, \delta_0$  определяются из параллактического треугольника

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta_0 &= \sin \varphi \sin z - \cos \varphi \sin z \cos \Lambda_{zan}, \\ \sin t_0 \cos \delta_0 &= \sin z \sin \Lambda_{zan}, \\ \cos t_0 \cos \delta_0 &= \cos \varphi \sin z + \sin \varphi \sin z \cos \Lambda_{zan}. \end{aligned} \right\} (90)$$

Координаты середины первой и последней щели и  $X_{D1}, Y_{D1}, X_{D2}, Y_{D2}$ .

$$X_{D1} = - \frac{Kn X_1}{2 \sqrt{X_1^2 + Y_1^2}}, \quad (91)$$

$$Y_{D1} = - \frac{Kn Y_1}{2 \sqrt{X_1^2 + Y_1^2}}, \quad (92)$$

$$tg \beta = \frac{X_1}{Y_1}, \quad (93)$$

$$X_{D2} = -X_{D1}, \quad (94)$$

$$Y_{D2} = -Y_{D1}, \quad (95)$$

где  $n$  — число щелей;  $K$  — расстояния между центрами щелей.

Для нахождения точки пересечения решалась система уравнений

$$\left. \begin{aligned} X &= X_D - (Y - Y_D) tg \beta, \\ X &= \frac{-\cos \delta \sin(t_i - t_0)}{\sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos(t_i - t_0)}, \\ Y &= \frac{\sin \delta \cos \delta_0 - \cos \delta \sin \delta_0 \cos(t_i - t_0)}{\sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos(t_i - t_0)} \end{aligned} \right\} (96)$$

Подставляя в уравнение (96)  $X_D = X_{D1}, Y = Y_{D1}$ , получаем

часовой угол звезды для точки пересечения с первой целью  $t_1$ . При  $X_D = X_{D2}$ ,  $Y_D = Y_{D2}$  путем решения уравнений определяется  $t_2$ . Время прохождения решетки

$$(t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}})' = (t_2 - t_1)(1 - \nu), \quad (97)$$

где  $\nu$  - коэффициент перехода от звездного времени в среднее.

Период делителя частоты

$$\tau' = \frac{t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}}{8n}. \quad (98)$$

Период делителя частоты округлялся до ближайшей целой десяти тысячной. Результат после округления  $\tau$  в десяти тысячных долях секунды выдавался на печать.

На основании  $\tau$  вычислялся интервал времени  $t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}$

$$t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}} = 8n\tau. \quad (99)$$

Моменты начала счета:

до меридиана

$$t_{1\text{нач}} = t_k - t_2(1 - \nu), \quad (100)$$

после меридиана

$$t_{2\text{нач}} = t_k + t_1(1 - \nu), \quad (101)$$

где  $t_k$  - момент кульминации звезд.

Начальные моменты округлялись до целой секунды и выдавались на печать.

Время работы программы для вычисления данных на один месяц примерно 3 минуты.

## § 21. Порядок наблюдений

Перед наблюдениями проветривался павильон примерно за 30 минут до прохождения звезд. Очищалась поверхность ртутного горизонта. Примерно за 5 минут до прохождения звезды труба поворачивалась на вычислен-

ный азимут. На делитель частот набирался период деления. Все счетчики устанавливались в нулевое положение. За 0,5 сек перед вычисленным начальным моментом нажималась кнопка запуска счета. При поступлении секундного импульса начиналась работа электронной схемы. После окончания счета записывались показания 8 счетчиков  $N_1, N_2, \dots, N_8$  и показания двух контрольных счетчиков  $K$  и  $I$ . На счетчиках устанавливались нули, и прибор готовился для наблюдений звезды после меридиана. Между моментами наблюдений одной звезды до и после меридиана проходит 15 - 20 минут. За это время не трудно записать показания счетчиков.

## § 22. Обработка наблюдений

Перед вычислением момента прохождения проверялась правильность работы электронной схемы по контрольным счетчикам. Должны выполняться условия

$$K = 10^4 (t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}), \quad (102)$$

$$I = \sum_{j=1}^8 N_j. \quad (103)$$

Обработка производилась по формулам (80) и (81). Для каждой звезды вычислялись два значения времени прохождения средней щели  $\bar{t}_1$  и  $\bar{t}_2$  до и после меридиана соответственно. Момент кульминации

$$\bar{t}_k = \frac{1}{2} (\bar{t}_1 + \bar{t}_2). \quad (104)$$

Момент кульминации получается в системе времени кварцевых часов. Для обработки результатов тоже составлена программа для электронной машины БЭСМ-4.

## § 23. Предварительные результаты

Для проверки фотозлектрического зенитного телескопа в течение сентября 1969 года наблюдались 8 звезд

каталога FK4. Самая яркая звезда имела яркость  $2,5^m$ , самая слабая  $6,5^m$ .

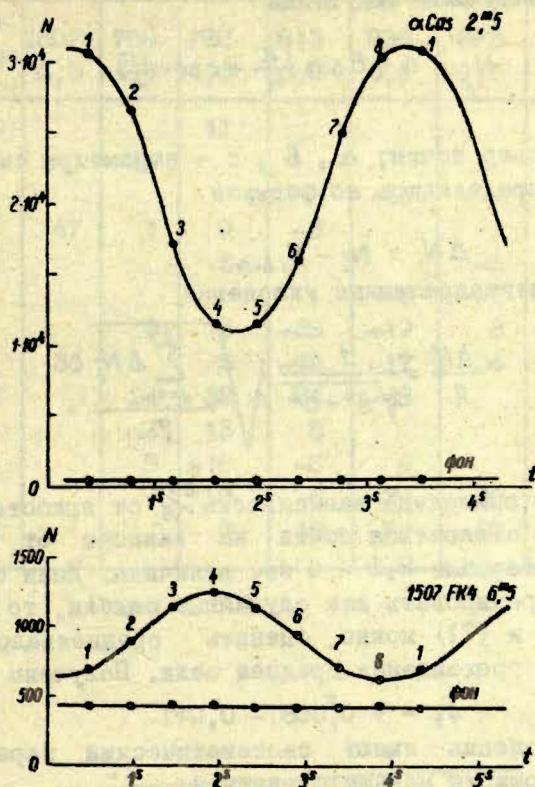


Рис. 15.

На рис. 15 приведены кривые изменения фототока, построенные по показаниям счетчиков. Для сравнения снизу у каждой звезды приведены показания счетчиков после прохождения звезды, когда накапливался фон. По кривым видно, что точки ложатся на кривую, близкую к синусоиде. Амплитуда изменения фототока хорошо согласуется с теоретической кривой фототока, приведенной на рис. 4. Это значит, что объектив правильно сфокусирован и период коммутации совпадает с периодом изменения фототока.

Были проверены отклонения точек на кривой фототока от синусоиды. Методом наименьших квадратов через точки проводилась синусоида

$$N_j = a + b \sin \frac{i\pi}{4} + c \cos \frac{i\pi}{4}, \quad (105)$$

где  $j$  - номер точки;  $a$ ,  $b$ ,  $c$  - параметры синусоиды. Невяки определялись по формуле

$$\Delta N_i = N_i - N_{i \text{ выч.}} \quad (106)$$

Среднеквадратичные уклонения

$$\frac{\Delta N}{A} = \frac{1}{\sqrt{b^2 + c^2}} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^8 \Delta N_j}{7}}. \quad (107)$$

На рис. 16 приведена зависимость  $\frac{\Delta N}{A}$  от яркости звезд. Видно, что отклонения почти не зависят от яркости звезд в интервале 2,5 - 6 зв. величины. Если отклонения интерпретировать как случайные ошибки, то по формулам (70) и (71) можно оценить среднеквадратическую ошибку прохождения средней щели. Получено

$$\epsilon_t = + 0^s,008 - 0^s,011.$$

Если отклонения имеют систематический характер, то случайная ошибка меньше оцененной.

В результате были получены 56 наблюдений звезд до и после меридиана. По формулам (60) (61) и (104) определялись моменты кульминации звезд. Разность между вычисленным моментом кульминации  $t_k$  и  $\bar{t}$  дает поправку часов. В таблице 1 приведены отклонения от средней поправки за месяц, которая относительно радиостанции РАТ оказалась  $- 0^s,082$ . Если отклонения интерпретировать как случайные ошибки, то среднеквадратическая ошибка наблюдения одной звезды  $\pm 0^s,023$ . Для исследования систематических отклонений недостаточно материала.

$(\bar{t} - t_x) 10^{-3} \text{сек.}$ 

Т а б л и ц а 1

Дата \ РК4 mg	1507 6,5	758 4,3	782 4,6	813 6,0	836 3,6	875 5,6	899 5,0	21 2,5
2.09.69			11					
6		27						
7					-16		0	
8	47	1	9	-6				
9			3			-2	32	-16
10					-5	-7	11	-15
11		3	15	-38	-19	3	6	46
12	36		5	-42	-17	-36	29	-25
13		24	32	34	-48		-18	-4
14		2	15	5			-18	35
17		8	-18	-8	4		10	
23			11	-6	-29	30	-35	
24			-7	16	-27	-32		

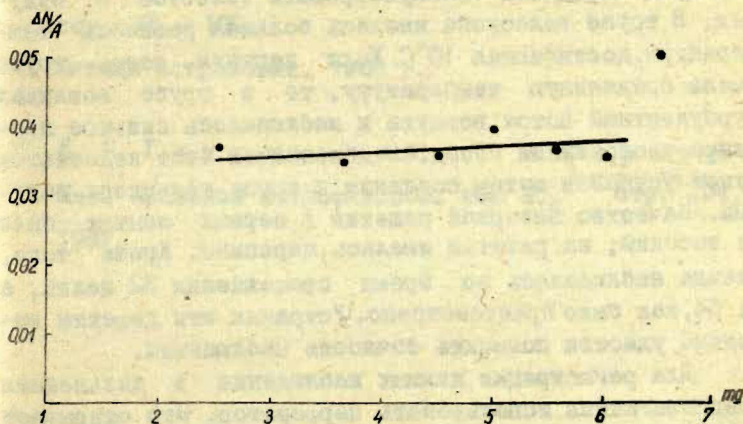


Рис.16.

## § 24. В ы в о д ы

Первые результаты показали пригодность фотозлектрического отражательного телескопа для решения задач служб времени. Электронная схема регистрирующего устройства, несмотря на большое число элементов, работала надежно. После 10 сентября, когда были устранены наводки от печатающего хронографа пассажного инструмента, не было ни одного сбоя в электронной схеме. Подвергая схему профилактическим проверкам, имеющиеся неисправности можно вовремя обнаружить и устранить.

Результаты исследования показали, что могут наблюдаться звезды практически с одинаковой точностью от 2,5 до 6,5 зв. величины. Влияние фона неба из-за маленькой светосилы объектива незначительно. Самая слабая звезда наблюдалась в сумерках. Выбирая для программы наблюдений звезды до 6,5 зв. величины, можно несколько раз уплотнять программу наблюдений.

Точность наблюдений одной звезды по предварительным результатам нельзя считать высокой; однако первые результаты были получены в худших условиях, чем предполагается эксплуатировать телескоп в будущем. В трубе телескопа имелась большая разность температур, достигающая  $10^{\circ}\text{C}$ . Если верхняя часть трубы имела пониженную температуру, то в трубе возникал турбулентный поток воздуха и наблюдалось сильное дрожание изображений звезд. В дальнейшем этот недостаток будет устранен путем создания в трубе телескопа вакуума. Качество визирной решетки в первых опытах было не высоким; на решетке имелись царапины. Кроме того, звезда наблюдалась во время прохождения 32 щелей, а не 64, как было предусмотрено. Устраняя эти дефекты вероятно удастся повысить точность наблюдений.

Для регистрации данных наблюдений в дальнейшем предполагается использовать перфоратор. Это открывает возможность полностью автоматизировать наблюдения на фотозлектрическом зенитном телескопе, как это сделано у фотографических зенитных труб.

В заключении автор считает своим долгом выразить благодарность всему коллективу Астрономической обсерватории Латвийского госуниверситета за поддержку при выполнении этой работы.

### Л и т е р а т у р а

1. М. К. А б е л е . Уч.зап. Латв. гос.унив. том 68, вып. 2, 29, 1964.
2. К. А. Ш т е я н с . Уч.зап. Латв. гос.унив. том 38, вып. 1, 1960.
3. Д. Д. М а к с у т о в , Астрономическая оптика 1946.
4. В. В. П о д о б е д . Фундаментальная астрометрия 1968.
5. Н. Н. П а в л о в . Труды ГАО, т. IX, серия II, 1946.
6. В. Э. Б р а н д т . Труды ЦНИИГАиК вып. 112; 1966 стр. 23 - 109.
7. Методы астрономии. 1968 г.
8. Б. М. Г л у х о в с к о й , Э. И. Т е р е з . Изв. Крымской астроном. обс. том 35, стр. 294, 1967.

## K o p s a v i l k u m s

M. Ā b e l e

FOTOLEKTRISKS ZENITTĀLSKATS ZVAIGŽŅU NOVĒROŠANAI  
VIENĀDĀ AUGSTUMĀ

Fotoelektriskais zenittālskats paredzēts Zemes rotācijas nevienmērību un platuma maiņu noteikšanai. Zenittālskopam ir objektīvs ar atvērumu 170 mm un fokusa attālumu 8500 mm. Zvaigznes novēro vienādā augstumā ar zenitattālumumu  $1^{\circ}45'$  zonā ar platumu  $2^{\circ}30'$ . Par instrumenta pamatu izmantota astronomiskās observatorijas pulksteņu pagrabs. Reģistrējošā iekārta izveidota pēc fotomu skaitīšanas principa. Rezultātus uzkrāj skaitliskā formā. Pirmo novērojumu rezultāti liecina par iespēju pielietot zenittālskatu Laika dienesta vajadzībām.

## S u m m a r y

M. Ā b e l e

PHOTOELECTRIC ZENITH TUBE FOR OBSERVATIONS OF STARS  
EQUAL ZENITHAL DISTANCE

The Photoelectric zenith tube is used for determination of irregularities in Earth's rotation and in latitude changes. The diameter of the objective is 170 mm, focal length 8500 mm. The stars with zenithal distance  $1^{\circ}45'$  within an area of  $2^{\circ}30'$  are observed. The clock-cellar of the astronomical Observatory is used as foundation of the

device. A photon counter with accumulation of results in digital form is used as recording instrument. First observations results show the suitability of the photoelectric zenith tube with equal zenithal distance for the purpose of Time Service.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

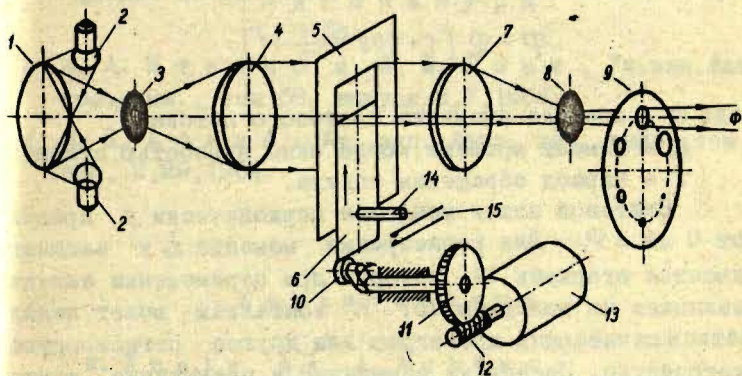
М. К. А б е л е и А. Ю. Р у б а н с

ИСКУССТВЕННЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА, ПЕРИОДИЧЕСКИ  
МЕНЯЮЩИЙ СВЕТОВОЙ ПОТОК

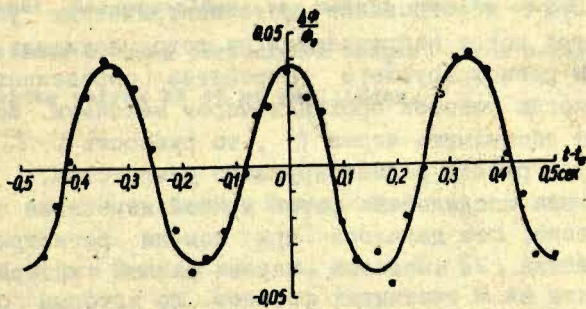
Для определения запаздывания фотоэлектрической установки пассажного инструмента [1] и для исследования параметров регистрирующего устройства фотоэлектрического отражательного зенитного телескопа [2] необходим лабораторный источник света, периодически меняющий излучаемый поток света. Источник света должен имитировать потоки света от звезд в пределах  $10^{-11}$  -  $10^{-8}$  лм. Схема источника света, изготовленного нами для этой цели, приведена на рис. 1.

Белый экран 1 равномерно освещается лампочками накаливания 2. Световой поток от освещенной поверхности через диафрагму с матовым стеклом 3 падает на линзу 4, в фокусе которой находится диафрагма 3. Из линзы световой поток выходит параллельным пучком. Световой поток проходит через окно, образуемое рамой 5 и задвижкой 6, и линзой 7 фокусируется на плоскость диафрагмы 8. За отверстием диафрагмы расположено матовое стекло. Для ограничения светового потока имеется диск 9 с отверстиями разного диаметра. Поворачивая диск, можно направить лучи в отверстие нужного диаметра и тем самым менять величину светового потока  $\Phi$ , выходящего из приспособления.

Для периодического изменения светового потока служит синхронный двигатель 13, который при помощи червяка 12 вращает червячное колесо 11. На оси червячного колеса эксцентрично насажен ролик 10. Задвиж-



Puc.1.



Puc.2.

ка в нижней частью упирается в ролик. При равномерном вращении двигателя задвижка периодически поднимается и опускается, меняя размеры окна. Световой поток  $\Phi$ , проходящий через окно, меняется по закону

$$\Phi = \Phi_0 \left[ 1 + \cos \frac{2\pi(t-t_0)}{T} \right]; \quad (1)$$

где  $\Phi_0$  - среднее значение светового потока,  
 $t_0$  - момент времени, когда окно полностью открыто,  
 $T$  - период обращения ролика.

Световой поток меняется периодически в пределах от 0 до  $2\Phi_0$ . Для регистрации момента  $t_0$  к задвижке имеется стержень 14, который при перемещении задвижки нажимает на контакты 15. К контактам может подключаться печатающий хронограф или другое регистрирующее устройство. Поскольку замыкание и размыкание контактов происходит всегда при определенном положении задвижки, то момент  $t_0$  может определяться по формуле

$$t_0 = \frac{1}{2} (t_H + t_K); \quad (2)$$

где  $t_H$  - момент замыкания контактов;  
 $t_K$  - момент размыкания контактов.

При исследовании фотоэлектрических устройств световой поток направляется на фотоумножитель и при помощи регистрирующего устройства определяется момент, когда фототок проходит через максимум. Если этот момент обозначить через  $t'_0$ , то разность  $t'_0 - t_0$  характеризует работу регистрирующего устройства.

Была исследована форма кривой изменения светового потока. Это делалось при помощи регистрирующего устройства [2]. Фототок через равные интервалы был накоплен на 8 счетчиках фотонов, по которым была определена кривая изменения фототока. На рис. 2 показаны отклонения светового потока от синусоиды, проведенной методом наименьших квадратов через точки кривой. Измерения проводились при световом потоке  $10^{-9}$  лм при периоде кривой  $T = 1$  сек. Отклонения от синусоиды составляют 4% от амплитуды изменения светового

ПОТОКА.

## Л и т е р а т у р а

- 1 К. А. Ш т е й н с и Л. Ф. Р о з е . Уч. зап. Латв. гос. унив., том 68, выпуск 2,7, 1964.
- 2 М. К. А б е л е . Уч. зап. Латв. гос. унив., том 68, вып. 2,29, 1964.

## K o r s a v i l k u m e

M. Ā b e l e u n A. R u b e n s

MĀKSLĪGS GAISMAS AVOTS AR PERIODISKI MAINĪGU  
GAISMAS PLŪSMU

Gaismas avots ar periodiski mainīgu gaismas plūsmu paredzēts fotoelektrisko reģistrējošo ierīšu nokavēšanas noteikšanai. Gaismas plūsmu var mainīt robežās no  $10^{-11}$  -  $10^{-8}$  lm. Gaismas plūsmas periodiskās maiņas likne neatšķiras no sinusoidas vairāk kā 4% no amplitūdas.

## S u m m a r y

M. Ā b e l e a n d A. R u b e n s

ARTIFICIAL LIGHT SOURCE WITH PERIODICALLY CHANGING  
LIGHT FLUX

The light source with periodically light flux is designed for lag determination of photoelectric devices.

The flux of light may be changed from  $10^{-11}$  to  $10^{-8}$  lm.  
 The curve of periodical change of flux does not differ in  
 amplitude more than 4% from the sinusoidal rule.

УДК 522.982

О выборе параметров при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд. К.А.Штейнс, "Ученые записки Латвийского Государственного университета", 1969 г., том 121, вып.4. 3.

Используя установленную зависимость между временем, необходимым для установления пузырька и длиной пузырька, показано, что целесообразно при наблюдениях на АПМ-10 звезду пропускать через 18 щелей шириной в 0,1 мм. Описана передвижная дорожка для фотоэлектрических наблюдений звезд. Иллюстр. 2, библиогр. 3 назв.

УДК 522.982

Об оптимальных условиях при фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд. Р.К. Калнинь, "Ученые записки Латвийского Государственного университета", 1969 г., том 121, вып.4. 11.

Создан новый метод для определения запаздывания при фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд. Запаздывания определяются непосредственно по распределению интенсивности света в изображении звезды. На основе нового метода показано, что при наблюдениях с визуальным объективом необходимо применять желтый фильтр. Таблиц 3, иллюстр. 7, библиогр. 3 назв.

УДК 522.24

Объектив с увеличенной сферической аберрацией для фотоэлектрического пассажного инструмента АПМ-10. М.К.Абеле, "Ученые записки Латвийского Государственного университета", 1969 г., том 121, вып. 4. 28.

Путем анализа хода лучей через объектив рассчитан объектив с увеличенной сферической аберрацией, но с исправленной хроматической аберрацией и комой. Требуемые параметры объектива получены изменением радиусов кривизн линз. Иллюстр. 3, библиогр. 2 назв.

УДК 522.982

О методах определения запаздывания при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд. К.А.Штейнс, "Ученые записки Латвийского государственного университета", 1969 г., том 121, вып.4. 35.

Показано на двух конкретных примерах, что метод, основанный на разложении фототока в ряд Фурье, и метод, основанный на разложении интенсивности света в изображении звезды на сумму равномерно освещенных кругов, дают одинаковые запаздывания. С точки зрения каждого из методов оценены изменения в запаздывании в зависимости от отступления от нормального режима. Таблиц - 1, библиогр. 4 назв.

УДК 522.43

Фотоэлектрический отражательный зенитный телескоп для наблюдений звезд при равной высоте. М.К.Абеле, "Ученые записки Латвийского государственного университета", 1969 г., том 121, вып.4. 49

Фотоэлектрический отражательный зенитный телескоп предназначен для определения неравномерностей вращения Земли и изменений широты.

Оптическая система телескопа смонтирована в корпус, который может поворачиваться вокруг вертикальной оси. Объектив телескопа однолинзовый со свободным отверстием 170 мм и фокусным расстоянием 8500 мм. Свет от звезды, проходя объектив, отражается от ртутного горизонта, расположенного в нижней части корпуса, и фокусируется на плоскость визирной решетки. Визирная решетка прикреплена к объективу на верхней части корпуса. Щели визирной решетки перпендикулярны к направлению от центра решетки на вторую главную точку объектива. За визирной решеткой расположен фотоумножитель для регистрации изменения светового потока при переме-

нении изображения звезды по визирной решетке. Расстояние между второй главной точкой объектива и центром визирной решетки не меняется, что обеспечивает постоянное зенитное расстояние визирной линии  $1^{\circ} 45'$ . Азимут визирной линии определяется расчетным путем по склонению звезды и устанавливается поворотом инструмента вокруг вертикальной оси. Наблюдениям доступны звезды в зенитной зоне шириной  $2^{\circ} 30'$  по склонению. Теоретическим анализом влияния ориентации телескопа на средний момент прохождения изображения звезды через визирную решетку найдено, что отклонения азимута визирной линии от расчетного в интервале  $3'$  и наклон оси телескопа до  $30''$  практически не влияет на момент прохождения.

Регистрирующее устройство телескопа работает по принципу счета фотонов. Путем периодического переключения 8 счетчиков определяется кривая изменения среднего значения фототока, по которой определяется средний момент прохождения изображения звезды по визирной решетке. У каждой звезды регистрируется момент прохождения дважды - до и после меридиана. Средний момент из них равен моменту кульминации, равенность моментов зависит от широты. Предварительные результаты наблюдений показали пригодность телескопа для решения задач служб времени. Иллюстр. 16, библиогр. 8 назв.

УДК 522,6

Искусственный источник света, периодически меняющий световой поток. М.К.Абеле и А.Ю.Рубанс "Ученые записки Латвийского государственного университета", 1969 г., том 121, вып.4. 106.

Источник света, периодически меняющий световой поток, предусмотрен для определения запаздывания фотоэлектрических регистрирующих устройств. Световой поток можно менять в пределах  $10^{-11}$  -  $10^{-8}$  лм. Кривая периодического изменения светового потока не отличается от синусоиды больше чем на 4% от амплитуды. Иллюстр. 2, библиогр. 2 назв.

## С о д е р ж а н и е

1. К. А. Ш т е й н с . О выборе параметров при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд ..... 3
2. Р. К. К а л н и н ь . Об оптимальных условиях при фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд ..... 11
3. М. К. А б е л е . Объектив с увеличенной сферической аберрацией для фотоэлектрического пассажного инструмента АПМ-10 ..... 28
4. К. А. Ш т е й н с . О методах определения запаздывания при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд ..... 35
5. М. К. А б е л е . Фотоэлектрический отражательный зенитный телескоп для наблюдений звезд при равных высотах ..... 49
6. М. К. А б е л е и А. Ю. Р у б а н с , Искусственный источник света, периодически меняющий световой поток ..... 106

## C o n t e n t s

1. K. Š t e i n s , About choice of parameters in photoelectric registration of star transits .....	3
2. R. K a l n i ņ a , Optimal condit'ons for registration of star transit moments .....	11
3. M. Ā b e l e , Objective with increased spherical aberration for the photo-electric transit instrument APM-10 .....	23
4. K. Š t e i n s , On methods of lag determination for photoelectric registration of star transits .....	35
5. M. Ā b e l e , Photoelectric zenith tube for observations of stars equal zenithal distance .....	49
6. M. Ā b e l e and A. R u b e ņ s , Artificial light source with periodically changing light flux .....	103

**ТЕОРИЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ**  
**Ученые записки, том I2I**

**Редактор Э. Каупун**

**Корректор И. Залькалне**

---

Подписано в печати 2I-IV-1969 ЛТ 04206 Зак. № 765.  
Ф/б.60x84/16. Писчая №1. Физ.п.л.7,4. Уч.м.л.5,2.

**Тираж 520 экз. Цена 54 коп.**

Отпечатано на ротапринте, г. Рига-Ц, бульв. Райниса, 19.  
Латвийский государственный университет им. Петра Стучки

*Handwritten signature*

44 / 1244

MEHA 84 KOPL

LATVIJAS UNIVERSITĀTES BIBLIOTĒKA



0508043994