

СУТОЧНАЯ ВАРИАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
В 1962 И 1964 — 1965 ГОДАХ

А. К. П а н к р а т о в

Путем гармонического анализа направленной интенсивности космических лучей (к.л.) получены значения амплитуды и фазы суточной вариации за август — декабрь 1962 г. и 1964—1965 гг. в нуклонной компоненте и за январь 1964 — апрель 1965 г. в жесткой компоненте к.л.

Качественный анализ полученных данных, а также аналогичных данных за период МГГ [7, 9] и данных подземных измерений [5] показал, что в годы минимальной солнечной активности наблюдаются значительные изменения в геометрии области модуляции к.л. в направлении к высоким гелиоширотам.

COSMIC-RAY DIURNAL VARIATION FOR THE PERIODS OF 1962 AND 1964—1965, by A. K. Pankratov.— The diurnal variation amplitude and phase data both of the cosmic-ray neutron component for the periods of August — December 1962, 1964—65 and the hard component for the period of January 1964 — April 1965 have been obtained.

The qualitative analysis of these data as well as the same data for the period of IGY [7, 9] and underground measurement data [5] shows, that during the minimum sunspot activity the significant changes of the configuration of cosmic-ray modulation region take place in the direction of high helio-latitudes.

На основе существующих теорий суточной вариации [1—3] по изменению анизотропии со временем можно судить о вкладе в нее различных процессов, происходящих в межпланетной среде. Кратко перечислим эти процессы.

Квазирегулярное межпланетное магнитное поле $\mathbf{H}$, выносимое солнечным ветром со скоростью v , создает электрическое поле $\mathbf{E}$ с напряженностью $\mathbf{E} = -1/c [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$. Электрическое поле вызывает дрейф к.л. в направлении вектора $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ и приводит к возникновению источника анизотропии, расположенного в направлении $-\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, т. е. в направлении $210-240^\circ$, если отсчитывать угол против часовой стрелки от полуночного меридиана. Радиальная составляющая этого (конвективного) потока к.л. соответствует выносу к.л. из солнечной системы (уменьшению их плотности).

Диффузионный поток внутрь солнечной системы направлен главным образом вдоль межпланетного магнитного поля, так как $k_\perp/k_\parallel \sim 10^{-2}$ [4] (здесь $k_\perp$ и $k_\parallel$ — коэффициенты диффузии к.л. в направлении поперек и вдоль поля соответственно). Источник анизотропии, возникающий за счет диффузии вдоль поля, расположен в направлении $300-330^\circ$.

Радиальные составляющие конвективного и диффузионного потоков в среднем компенсируют друг друга, а азимутальные складываются и ведут к возникновению наблюдаемой анизотропии.

В области высоких энергий значительный вклад в наблюдаемую анизотропию может дать третий источник, расположенный в направлении 90° [5].

Он возникает за счет орбитального движения Земли сквозь газ к.л. (доплер-эффект) [5, 6]. Другие источники суточной анизотропии мы обсуждать не будем.

Вклад каждого источника в наблюдаемую анизотропию зависит главным образом от пространственного масштаба и структуры межпланетных магнитных полей и геометрии области модуляции к.л.

В случае зависимости H , v и k от гелиокоординат появляются локальные градиенты к.л. между отдельными корпускулярными потоками. Возникающие в результате диффузионные потоки могут иметь самые различные направления. В этом случае вклад каждого из перечисленных источников в наблюдаемую анизотропию непрерывно изменяется. Направление на суммарный источник может быть самым различным и часто изменяется в сторону увеличения часового угла. Изучению возникающих при этом динамических явлений в суточной вариации посвящены работы [7—10].

В настоящее время появилась возможность изучать более медленные изменения вклада различных процессов в наблюдаемую анизотропию, связанные с циклом солнечной активности. Постановка задачи в этом направлении сводится к следующему.

Прямые методы исследования космического пространства принесли много ценной информации о свойствах межпланетной среды. Однако они охватывают пока малую часть цикла солнечной активности и ограничены малыми расстояниями от орбиты Земли, особенно в направлении нормали к плоскости эклиптики. Поэтому особый интерес представляют сведения об удаленных областях межпланетного пространства, которые можно получить при изучении вариаций к.л.

В настоящее время получены, в частности, сведения об эффективных размерах полости, занимаемой солнечным ветром и магнитными полями солнечного происхождения, оценена степень прозрачности для к.л. стенок этой полости, определен радиальный градиент к.л. и др. Изучению этих вопросов посвящены многие исследования, обзор которых дается в [11—13].

Однако вопрос о форме области модуляции к.л. в меридиональной плоскости Солнца до недавнего времени был полностью открытым. В настоящее время на его решение направлены усилия многих исследователей. Так, А. А. Лузов [14] изучал изменение интенсивности к.л. в зависимости от гелиошироты Земли. Л. И. Дорман и др. [15] оценили градиент к.л. в направлении нормали к плоскости эклиптики. Роль такого градиента в создании анизотропии к.л. рассмотрена Субраманьяном и Сарабаи теоретически в [16] и по данным наблюдений в [17]. Л. И. Дорман [12] изучал свойства источников анизотропии в зависимости от их углового расстояния от плоскости эклиптики и т. п.

Перспективно в этом отношении изучение изменения суточной вариации с циклом солнечной активности. Суточная вариация, усредненная за большой период времени (например, за год), позволяет судить о величине и преобладающем направлении потоков к.л. на гелиоширотах Земли. Поток галактических к.л., проинтегрированный по поверхности сферы вокруг Солнца, равен нулю, если пренебречь поглощением к.л. самим Солнцем и вкладом в суточную вариацию эффектов, связанных с изменением энергии частиц внутри области модуляции [18]. Поэтому по величине радиальной составляющей потока к.л. на гелиоширотах Земли можно судить о величине этой составляющей на более высоких гелиоширотах. Изменение радиального потока с циклом солнечной активности может дать сведения об изменении формы области модуляции к.л.

Хорошо известно [11—13], что источник анизотропии обычно находится в направлении 270° . Однако в годы минимальной солнечной активности он значительно смещается к Солнцу (особенно в жесткой компоненте к.л.) и нередко расположен в направлении $200\text{--}220^\circ$ [11—13]. Это соответствует преобладанию на гелиоширотах Земли выноса к.л. в

направлении от Солнца. Г. Ф. Крымский [13] высказал предположение, что в этом случае вынос к.л. компенсируется втеканием их в область модуляции со стороны высоких гелиоширот. Это приводит к выводу о возможности некоторого уплощения области модуляции в годы минимума солнечной активности.

Величина смещения источника анизотропии к полудню различна для разных энергий и растет с увеличением энергии [12, 13]. С другой стороны, закручиваясь в межпланетном поле, частицы более высоких энергий приходят к плоскости эклиптики с более высоких гелиоширот и потому более чувствительны к изменению формы области модуляции и крупномасштабной структуры межпланетного магнитного поля. Поэтому изучение изменений суточной вариации с циклом солнечной активности целесообразно проводить одновременно в широком диапазоне энергий.

В настоящей работе рассмотрены данные по суточной вариации за период МГГ, 1962 и 1964—1965 гг. в связи с затронутыми выше вопросами.

Данные наблюдений

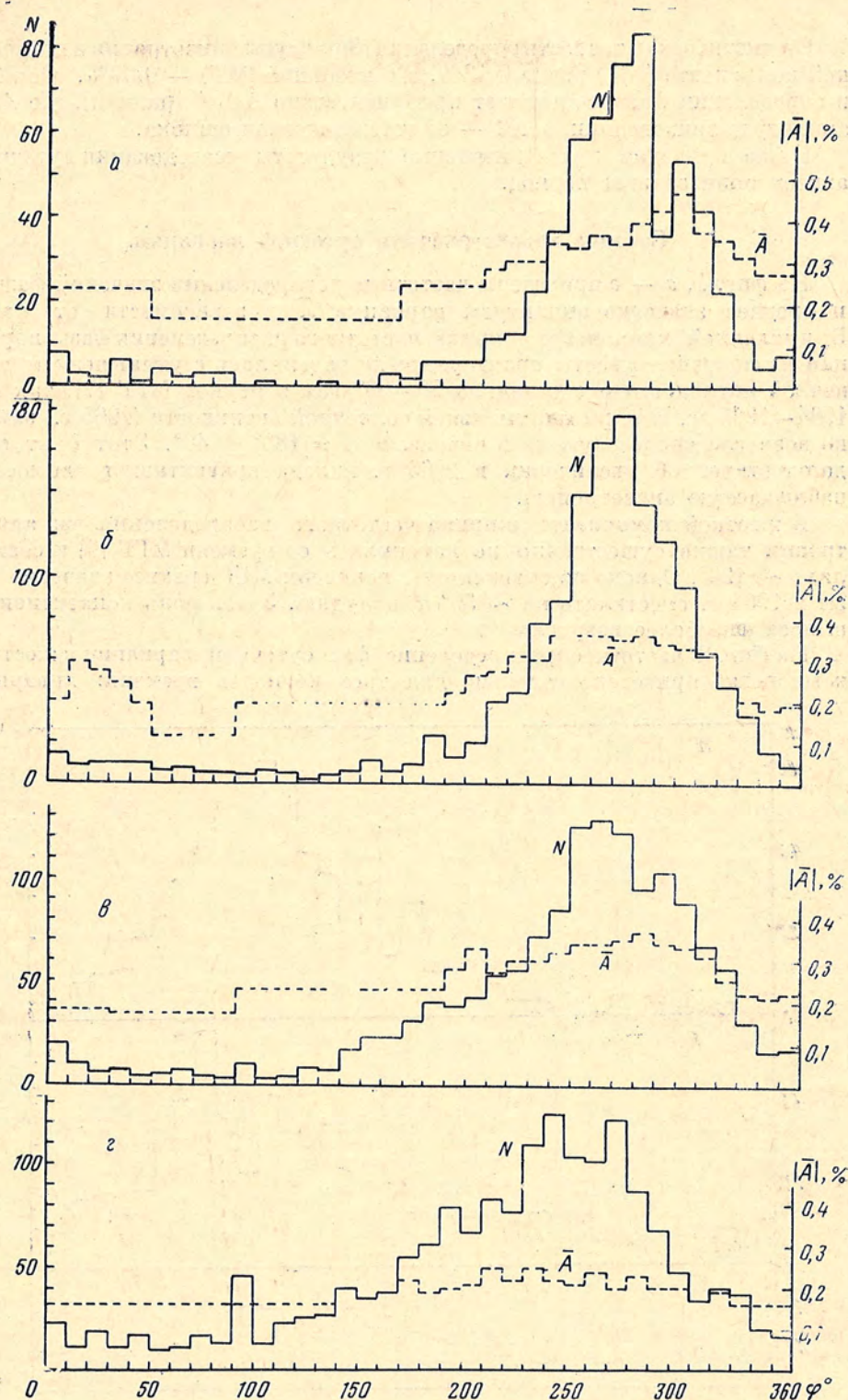
В [7—10] рассмотрено поведение суточной вариации в нуклонной и жесткой компонентах к.л. за период МГГ. Особое внимание было обращено на нестационарные явления в суточной вариации и на их связь с различными гео- и гелиофизическими явлениями. К настоящему времени методом, описанным в [7], обработаны данные нейтронных мониторов за август — декабрь 1962 г. и за 1964—1965 гг., а также данные мезонных телескопов за январь 1964 — апрель 1965 г. В табл. 1 перечислены станции, их координаты и приборы, наблюдения которых использованы при обработке. Результаты, полученные на станциях Чикаго и Киль, включались в обработку только при отсутствии данных станций Клаймакс и Линдау соответственно.

Таблица 1

Станция	Координаты		Прибор	Станция	Координаты		Прибор
Алма-Ата	43,1N	76,6E	NM	Оттава	45,4N	75,9W	MT
Иркутск	52,2N	104,0E	MT	Клаймакс	39,2N	106,1W	NM
Линдау	51,6N	10,1E	NM, MT	Чикаго	41,5N	87,4W	NM
Хобарт	42,6S	147,1E	NM, MT	Киль	54,3N	10,1E	NM

За указанные интервалы времени были получены непрерывные значения амплитуды и фазы суточной вариации (по четыре точки за сутки). Температурная поправка в интенсивность жесткой компоненты не вводилась. Отметим, что при данном методе получения параметров суточной вариации температурный эффект в суточной вариации жесткой компоненты нами не был обнаружен. Значения фазы суточной вариации в нуклонной и жесткой компонентах были исправлены за снос в магнитном поле прибавлением 55 и 45° соответственно (значение фазы отсчитывается против часовой стрелки от полуденного меридиана). Ниже в таблицах и на графиках будут фигурировать только исправленные таким образом значения фазы.

Были также найдены непрерывные значения радиальной a и азимутальной b составляющих суточной вариации в следующей системе координат: $+a$ — поток к.л. направлен к Солнцу; $-b$ — поток направлен вслед за движением Земли по орбите (источник в направлении 270°).



Фиг. 1. Частотные распределения значений фазы N (φ) и среднего значения амплитуды суточной вариации $|\bar{A}|$ в зависимости от значения фазы φ
a — NM за август — декабрь 1962 г.; *б* — NM за 1964 г.; *в* — NM за 1965 г.; *г* — MT за январь 1964 — апрель 1965 гг.

Статистическая точность определения амплитуды анизотропии в нейтронной компоненте (NM) равна 0,13%, а в мезонной (MT) — 0,09%. Ошибка в определении фазы составляет приблизительно $\Delta A/A$ [радиан], где A — амплитуда анизотропии, а ΔA — ее статистическая ошибка.

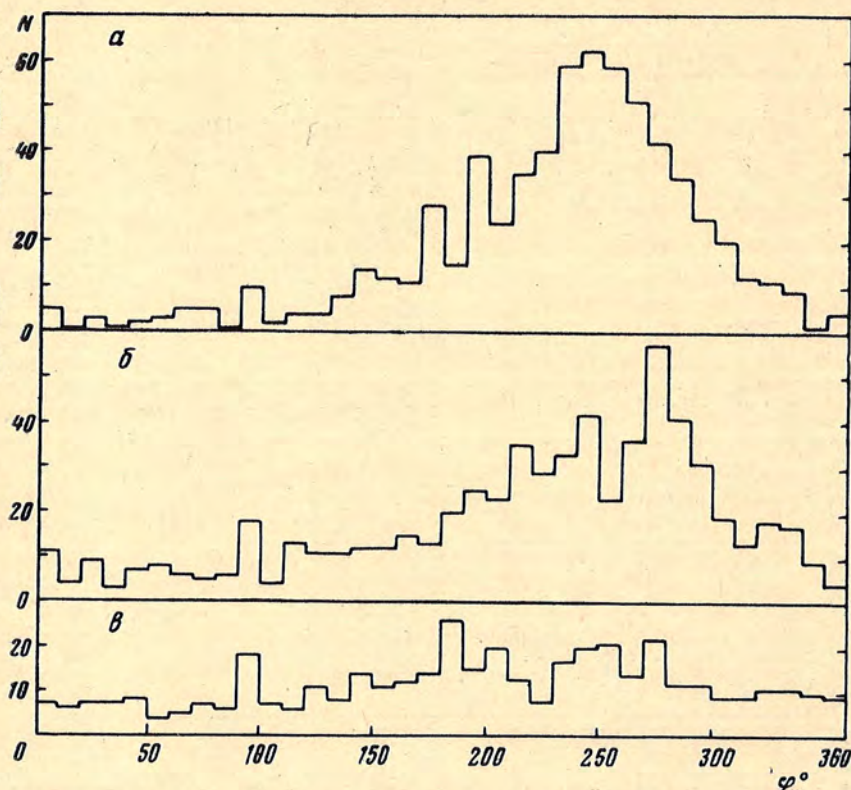
Ниже приводим предварительные результаты исследования суточной анизотропии за этот период.

Средние характеристики суточной вариации

На фиг. 1, *a* — *г* приведены частотные распределения значений фазы φ и среднее значение амплитуды вариации $\bar{A}$ в зависимости от фазы. В нуклонной компоненте ширина частотного распределения фазы вариации на половине высоты практически не изменилась с уменьшением солнечной активности и составляла $80-90^\circ$ как в период МГГ [7], так и в 1964—1965 гг. Но при минимальной солнечной активности (1965 г.) заметно возросло число случаев в диапазоне $\varphi = 180^\circ \pm 40^\circ$. Этот факт свидетельствует об увеличении в 1965 г. вклада конвективного выноса в наблюдаемую анизотропию.

В жесткой компоненте ширина частотного распределения фаз анизотропии также существенно не изменилась со времени МГГ [9] и составляла $\sim 120^\circ$. Однако по сравнению с периодом МГГ среднее значение фазы в 1964 г. сместилось на $\sim 30^\circ$ к полудню. Здесь роль конвективного выноса еще более возросла.

На фиг. 2 частотное распределение фаз суточной вариации в жесткой компоненте приведено отдельно для трех периодов времени: январь —



Фиг. 2. Частотные распределения значений фазы $N(\varphi)$ для жесткой компоненты за различные периоды времени

a — январь — июнь 1964 г.; *b* — июль — декабрь 1964 г.; *v* — январь — апрель 1965 г.

Таблица 2

	φ, град						
	20—75	80—120	125—180	185—210	215—255	260—330	335—15
NM MГГ							
$\overline{\Delta\varphi}$	$+2 \pm 4$	$+9 \pm 4$	$+12 \pm 5$	$+5 \pm 1,8$	$+2 \pm 1,4$	$-0,2 \pm 0,6$	$-4 \pm 0,5$
$D(\Delta\varphi)$	46	28	55	22	28	21	35
NM 1962							
$\overline{\Delta\varphi}$	-40 ± 15	-11 ± 27	$+42 \pm 10$	$+27 \pm 9$	$+7,4 \pm 2,6$	$-0,8 \pm 1,2$	$-4,2 \pm 9,4$
$D(\Delta\varphi)$	64	61	27	42	28	25	50
NM 1964							
$\overline{\Delta\varphi}$	$+11 \pm 11$	$+3 \pm 10$	$+25 \pm 8$	$+23 \pm 6$	$+8,4 \pm 1,7$	$-2,9 \pm 1,0$	-19 ± 6
$D(\Delta\varphi)$	73	50	52	45	31	23	50
NM 1965							
$\overline{\Delta\varphi}$	$+16 \pm 7$	$+30 \pm 12$	$+11 \pm 4$	$+9 \pm 3$	$+4,3 \pm 1,7$	$-1,3 \pm 1,1$	-9 ± 6
$D(\Delta\varphi)$	41	53	39	30	31	28	56
MT MГГ							
$\overline{\Delta\varphi}$	$+12 \pm 4$	$+14 \pm 4$	$+29 \pm 3$	$+14 \pm 2$	$+6 \pm 1$	0 ± 1	$+9 \pm 4$
$D(\Delta\varphi)$	44	43	36	28	24	29	47
MT 1964—65							
$\overline{\Delta\varphi}$	$+58 \pm 7$	$+46 \pm 6$	$+34 \pm 3$	$+23 \pm 3$	$+10,5 \pm 1,8$	$+2 \pm 2,8$	$+14 \pm 10$
$D(\Delta\varphi)$	63	57	56	45	39	64	90

июнь 1964 г.; июль — декабрь 1964 г. и январь — апрель 1965 г. Из фигуры видно, что при минимальной солнечной активности значительно изменилась и форма частотного распределения. Так, в 1965 г. высота распределения (фиг. 2, в) для наименее вероятных значений фазы ($\varphi = 0 \div 90^\circ$) всего лишь в три раза ниже высоты для наиболее вероятных значений фазы ($\varphi = 200 \div 300^\circ$).

На фиг. 1, а — г видно некоторое (на 20 — 40%) возрастание величины анизотропии для наиболее вероятных значений фазы, а в 1962 г. анизотропия значительно возросла в направлении вдоль межпланетного магнитного поля ($\varphi \approx 310^\circ$).

Рассмотрим теперь вопрос об изменчивости фазы суточной вариации. В табл. 2 приведена зависимость $\overline{\Delta\varphi}$ от φ (в градусах), а также дисперсия $\Delta\varphi$ (в градусах), где $\Delta\varphi$ — изменение фазы за 4^h для периода МГГ и за 6^h для остальных интервалов времени. Для нуклонной компоненты значения фазы около 270° (18^h) устойчивы, о чем свидетельствует минимум $D(\Delta\varphi)$ и разный знак у $\overline{\Delta\varphi}$ по обе стороны от 270° .

В жесткой компоненте наблюдается минимум дисперсии, но смещенный на 2—3^h к полудню как в минимуме, так, по-видимому, и в максимуме солнечной активности. Величина $\Delta\varphi$ при этом всегда положительна, т. е. фаза имеет тенденцию всегда возрастать. Наибольшая средняя скорость возрастания фазы наблюдалась в 1964—1965 гг. для жесткой компоненты и составляла $+17^\circ,3$ за 6^h .

В табл. 3 за упомянутые интервалы времени и за период МГГ приведены средние (векторные и по модулю) значения амплитуды A и фазы φ суточной вариации, а также средние значения радиальной a и азимутальной b составляющих потока к. л. и их дисперсии $D(a)$ и $D(b)$. Среднеквадратичные ошибки величин A , a и b в табл. 3 во всех случаях меньше 0,1% (около 0,05%).

Обращают на себя внимание две характерные особенности в табл. 3.

Таблица 3

Характеристика	NM				MT	
	МГГ	1962 г.	1964 г.	1965 г.	МГГ	1964—1965 гг.
$ \bar{A} $, %	$3,8 \pm 0,05$	3,50	3,14	2,97	3,3	2,04
$\bar{a}$, %	$0,33 \pm 0,05$	0,50	0,10	-0,14	0,19	-0,55
$D(a)$, %	2,28	1,83	1,58	1,81	2,04	1,35
$\bar{b}$, %	$-2,48 \pm 0,05$	-2,80	-2,56	-2,04	-2,16	-0,88
$D(b)$, %	2,62	1,92	1,93	1,95	2,42	1,48
$\bar{A}_\pi$, %	$2,50 \pm 0,05$	2,84	2,57	2,05	2,17	1,04
φ , град	279	280	272	266	272	238

Таблица 4

Интервал	$ \bar{A} $, %	$\bar{a}$, %	$D(a)$, %	$\bar{b}$, %	$D(b)$, %	$\bar{A}_\pi$, %	φ , град
MT 1964 г.							
Январь — июнь	2,21	$-0,76 \pm 0,05$	1,26	$-1,24 \pm 0,06$	1,43	1,46	238
Июль — декабрь	1,86	$-0,38 \pm 0,05$	1,24	$-0,88 \pm 0,06$	1,37	0,95	247
MT 1965 г.							
Январь — апрель	2,04	$-0,48 \pm 0,08$	1,58	$-0,31 \pm 0,06$	1,25	0,57	213

1. В минимуме солнечной активности заметно уменьшилась амплитуда вариации в нуклонной компоненте по сравнению с предыдущими интервалами времени. Эта особенность выявляется при обоих способах усреднения A . При этом уменьшение произошло за счет азимутальной (стационарной [9]) составляющей $\bar{b}$ (на $\sim 20\%$). Нестационарная же составляющая [9], характеризующаяся значением $D(a)$, существенно не изменилась.

2. С уменьшением солнечной активности радиальная составляющая анизотропии ($\bar{a}$) уменьшается до нуля, а затем меняет знак. Это соответствует увеличению на гелиоширотах Земли ($\pm 7^\circ$) выноса к.л. в направлении от Солнца.

Обе особенности еще более четко выражены в жесткой компоненте: по сравнению с периодом МГГ стационарная составляющая $\bar{b}$ уменьшилась на $\sim 60\%$, нестационарная — на $\sim 30\%$, а фаза — до 238° (при векторном усреднении).

В табл. 4 приведены данные по жесткой компоненте для меньших интервалов усреднения. Наблюдается значительное смещение фазы к полудню и уменьшение стационарной составляющей $\bar{b}$ почти до нуля при одновременном сохранении (и даже росте) нестационарной составляющей $D(a)$.

В заключение этого раздела необходимо сделать еще два замечания по поводу точности величин в табл. 3 и 4:

1. Для $\bar{a}$ выше приводилась среднеквадратичная ошибка, полученная из дисперсии значений $\bar{a}$. Абсолютная величина зависит также от точности введения поправки за снос в геомагнитном поле. Для целей настоящей работы, однако, более важен характер изменения a со временем.

2. Гармоническому анализу подвергается усредненное за сутки значение интенсивности к.л. При значительном и монотонном изменении в течение суток направления на источник анизотропии происходит векторное усреднение анизотропии. В результате наблюдаемая величина анизотропии может оказаться заниженной. В нашем случае $A = A_0 \cos \Delta\varphi \cdot \cos \Delta\varphi/2$. Здесь A_0 — реальная и A — наблюдаемая величина анизотропии, $\Delta\varphi$ — средняя скорость монотонного перемещения источника (в градусах за 6^h).

При скорости $\Delta\varphi = 17^\circ,3$ за 6^h наблюдаемая величина анизотропии будет занижена менее чем на 10 %. При этом занижение скажется на величинах $|\bar{A}|$, $D(a)$ и $D(b)$ и не скажется на $\bar{A}$, $\bar{a}$ и $\bar{b}$.

Обсуждение результатов и выводы

Данные табл. 3 и 4 согласуются с имеющимися сведениями об изменении суточной вариации с циклом солнечной активности. Так, в годы минимума солнечной активности фаза суточной вариации в жесткой компоненте значительно смещается к полудню [11—13]. В 1965 г. амплитуда суточной анизотропии понизилась приблизительно на 26% по сравнению с 1958 г. [19]. При этом уменьшилась азимутальная составляющая, а радиальная не изменилась.

Перейдем теперь к анализу данных. В дополнение к табл. 3 и 4 приведем сведения, полученные Пикоком и др. [5] по суточной вариации в еще более жесткой компоненте (на глубине 60 м в. э.). Они сводятся к следующему. С ноября 1960 по июль 1964 г. максимум суточной вариации был расположен около 14^h . В середине 1964 г. максимум сместился с 14^h к 6^h и оставался там до середины 1966 г. Величина и направление наблюдаемой анизотропии согласуются с предположением о возникновении анизотропии за счет орбитального движения Земли сквозь газ к.л. При этом для частиц, дающих вклад в источник анизотропии в направлении $210-240^\circ$, верхняя граница жесткости спустилась, возможно, ниже 70 Бв. Для периода же 1960—1964 гг. она, вероятно, была около 130 Бв. Таким образом, для минимума солнечной активности в 1965 г. мы располагаем данными наблюдений для трех диапазонов энергий: нуклонная и жесткая компоненты и подземные измерения.

В годы максимума солнечной активности $\bar{a} > 0$, что соответствует преобладанию на гелиоширотах Земли потока галактических к.л. в направлении к Солнцу. Это согласуется с существующим представлением, что плотность к.л. может достигать минимума на гелиоширотах, соответствующих королевским зонам на Солнце, и растет как к экваториальной плоскости, так и к более высоким гелиоширотам [16]. Преобладание на гелиоширотах Земли потока к.л. в направлении к Солнцу вместе с известным фактом уменьшения в этот период плотности к.л. внутри солнечной системы ведут к предположению, что вынос к.л. из солнечной системы преобладает на гелиоширотах королевских зон.

В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что уменьшение к концу цикла гелиошироты активных образований на Солнце сопровождается уменьшением потока к.л. в направлении к Солнцу, а затем возникновением потока в направлении от Солнца ($\bar{a} < 0$). Преобладание в этот период на гелиоширотах Земли потока к.л. в направлении от Солнца и одновременный рост плотности к.л. внутри области модуляции свидетельствуют о том, что в этот период имеет место диффузия к.л. в область модуляции преимущественно со стороны высоких гелиоширот.

На основании этого можно предположить, что в годы минимума солнечной активности область модуляции к.л. (или по крайней мере область, занимаемая квазирегулярным межпланетным магнитным полем) существен-

но уплощается. В пользу последнего предположения свидетельствуют прямые измерения межпланетного магнитного поля [20]: поле на гелиоширотах $\geq 7^\circ$, по-видимому, менее регулярное, чем на низких гелиоширотах.

Данные о поведении $\bar{a}$ с циклом солнечной активности нуждаются в дальнейшей тщательной проверке. Поэтому обратимся к поведению анизотропии в различных диапазонах энергии.

В анизотропии нуклонной компоненты в 1965 г. увеличилось число случаев с потоком к.л. в направлении от Солнца (фиг. 1, *в*). На 20 — 26% уменьшилась стационарная составляющая $\bar{b}$ (табл. 3 и 19), однако среднее направление суммарной анизотропии ($\bar{\varphi}$ в табл. 3) существенно не изменилось. По-видимому, уменьшение $\bar{b}$ произошло за счет ослабления мощности как конвективного (в направлении $210-240^\circ$), так и диффузионного (в направлении $300-330^\circ$) источников анизотропии. При этом относительный вклад обоих источников в наблюдаемую анизотропию изменился несущественно. Гирорадиус протонов с жесткостью 5—10 *Бв* в поле $H = 5\gamma$, дающих вклад в анизотропию в нуклонной компоненте, равен всего лишь 0,01—0,04 *а. е.* [16]. В то же время прямые измерения поля [20] свидетельствуют о его квазирегулярности близ орбиты Земли в области толщиной около 0,25 *а. е.* В этом случае можно ожидать и дрейфа частиц поперек поля и диффузии вдоль поля.

Несколько иная ситуация имеет место в жесткой компоненте. Здесь в 1965 г. среднее значение фазы при векторном усреднении равно 213° (табл. 4). Это уже близко к направлению вектора — $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$. По-видимому, в этот период времени вклад в создание наблюдаемой анизотропии со стороны диффузии к.л. вдоль поля значительно уменьшался и преобладала диффузия в область модуляции со стороны высоких гелиоширот. Гирорадиус протонов с жесткостью около 40 *Бв* в поле $H = 5\gamma$ равен приблизительно 0,2 *а. е.*, что выходит за пределы изученной прямыми методами области пространства в направлении нормали к плоскости эклиптики. Если в минимуме солнечной активности регулярность межпланетного поля на гелиоширотах $> 7^\circ$ уменьшается [20], то уменьшение роли диффузии вдоль поля становится понятным.

Для подземных измерений в 1965 г. [5] утрачивают значение как диффузионный, так и конвективный источники. Величину и направление наблюдаемой анизотропии можно объяснить действием одного источника в направлении 90° . Поскольку в 1965 г. радикально не изменилась ни напряженность магнитного поля, ни секторная структура поля (она осталась той же самой, если секторы рассматривать не в 27-дневке, а в 28-дневке), то необходимо предположить, что изменился пространственный масштаб поля в направлении нормали к плоскости эклиптики. Гирорадиус протона с жесткостью 100 *Бв* в поле $H = 5\gamma$ равен $\sim 0,4$ *а. е.*, что, видимо, сравнимо в 1965 г. с размером области квазирегулярного магнитного поля в направлении нормали к плоскости эклиптики.

Источник анизотропии в направлении 90° , вероятно, дает вклад в анизотропию и жесткой компоненты (~ 40 *Бв*).

1. Стационарная составляющая анизотропии ($\bar{b}$) в 1965 г. равна $-0,31 \pm \pm 0,06\%$ (табл. 4). Это сравнимо по величине (но противоположно по направлению) с мощностью упомянутого источника (0,55% вне магнитосферы Земли). В отсутствие этого источника величина $\bar{b}$, по-видимому, была бы вдвое больше. Возможно, этим объясняется тот факт, что направление на суммарный источник (213°) было несколько ближе к Солнцу, чем направление нормали к силовой линии ($\sim 225^\circ$).

2. На фиг. 1, *г* при $\varphi = 90 \div 100^\circ$ имеет место некоторое увеличение числа случаев, которое на фиг. 2 устойчиво повторяется в каждом временном интервале. В 1965 г. высота этого пика сравнима с высотой распределе-

ния близ $\varphi = 250^\circ$. Вероятно, это явление не случайно и связано с влиянием упомянутого источника.

Изложенные выше представления об изменении области модуляции с циклом солнечной активности согласуются с данными по второй гармонике суточной вариации [17, 21].

В заключение необходимо подчеркнуть, что изложенные результаты получены на ограниченном экспериментальном материале и нуждаются в проверке и дальнейшем изучении.

Автор благодарит А. А. Степаняна, Б. М. Владимирского и Ю. И. Нешпора за плодотворное обсуждение работы, Н. В. Бенюх за выполнение значительного объема вычислительной работы и коллектив ЭВМ за выполнение гармонического анализа данных.

Декабрь 1968 г.

Литература

1. Г. Ф. Крымский. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, 4, 977.
2. E. N. Parker. Planet. Space Sci., 1964, 12, 735.
3. W. J. Axford. Planet. Space Sci., 1965, 13, 115.
4. J. R. Jokipii. Astrophys. J., 1967, 149, 405.
5. D. S. Peacock, T. Thambyahpillai. Nature, 1967, 215, 146.
6. A. H. Compton, I. A. Getting. Phys. Rev., 1935, 47, 817.
7. Б. М. Владимирский, А. К. Панкратов, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 222.
8. А. К. Панкратов, А. А. Степанян. Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, 528.
9. А. К. Панкратов, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 120.
10. А. К. Панкратов, Б. М. Владимирский, А. А. Степанян. Доклад на конференции по космическим лучам. Москва, ноябрь 1965 г. В сб. «Космические лучи» (в печати).
11. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. М., Гостехиздат, 1957.
12. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей и исследование космоса. М., Изд-во АН СССР, 1963.
13. Г. Ф. Крымский. Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве. М., 1968.
14. А. А. Лузов. Дисс. НИИЯФ МГУ, 1967.
15. L. I. Dorman, A. A. Lushov, V. P. Mamrukov. J. Atm. Terr. Phys., 1967, 29, 470.
16. G. Subramanian, V. Sarabhai. Astrophys. J., 1967, 149, 417.
17. D. Patel, V. Sarabhai, G. Subramanian. Planet. Space Sci., 1968, 16, 1131.
18. E. N. Parker. Planet. Space Sci., 1967, 15, 1723.
19. S. P. Duggal, M. A. Pomerantz, S. E. Forbush. Nature, 1967, 214, 154.
20. P. J. Coleman, L. Davis, E. J. Smith, D. E. Jones. J. Geophys. Res., 1967, 72, 1637.
21. B. Letti, J. J. Quenby. Can. J. Physics, 1968, 46, 943.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ
И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ СОЛНЕЧНОГО ЭКВАТОРА*Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий*

Реальность обнаруженной ранее аномалии в распространении солнечных космических лучей (к.л.) в зоне солнечного экватора ($\pm 2^\circ$ гелиошироты) [1] подтверждается при исследовании вариации галактических к.л. Показано, что скорость солнечного ветра в экваториальной зоне в среднем меньше, чем на более высоких гелиоширотах. Как следствие этого угол между касательной к силовой линии межпланетного магнитного поля и линией Солнце — Земля в этой зоне больше. Уменьшение конвективного выноса частиц галактических к.л. в экваториальном слое приводит к появлению полугодовых вариаций интенсивности. Радиальная компонента суточной анизотропии по направлению к Солнцу в экваториальной зоне возрастает. Одновременно несколько увеличивается и азимутальная составляющая, так что амплитуда солнечно-суточной вариации в зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты на $\sim 15\text{--}20\%$ выше, чем на более высоких гелиоширотах. Это явление может указывать на большую регулярность поля в экваториальной зоне. Обнаружено, что среднее запаздывание внезапного начала магнитной бури по отношению к началу оптической вспышки зависит от расположения вспышки и Земли относительно экваториального слоя. Если ударный фронт пересекает экваториальный слой или распространяется вдоль него, запаздывание возрастает на 4—10 часов. Эффект может быть истолкован как указание на более высокую (в среднем) плотность межпланетной плазмы в экваториальной зоне.

ON SOME FEATURES OF THE INTERPLANETARY PLASMA AND MAGNETIC FIELD IN THE PLANE OF SOLAR EQUATOR, by B. M. Vladimirovsky, L. S. Levitsky. — Some features of the propagation of Solar cosmic rays in the Solar equatorial zone ($\pm 2^\circ$ heliolatitude) [1] have been investigated on the basis of the study of Galactic cosmic ray variations. It is shown that Solar wind bulk velocity is lower in this zone. As a consequence an angle between the Sun — Earth line and a force line of the interplanetary magnetic field is larger in this layer. The decrease of the convection of Galactic cosmic ray particles in the equatorial plane results in the half year variation of the intensity. The radial component of the Solar diurnal anisotropy as well as an azimuthal component increase in this zone thus the amplitude of the diurnal variation for the zone ($\pm 2^\circ$ heliolatitudes) is larger (15—20%) than for higher heliolatitudes. This phenomenon may indicate the larger regularity of the magnetic field in the equatorial region. It has been revealed that the mean delay time of the sudden commencement of the magnetic storm depends on the position of the flare and the Earth relative to the equatorial layer. If the shock front crosses the equatorial layer (or propagates along it) the delay time increases by 4^h—10^h. This effect may be caused by the enhanced density of the plasma in the equatorial zone.

Ранее нами [1] было показано, что в относительно очень тонком слое, лежащем в плоскости солнечного экватора ($\pm 2^\circ$ гелиошироты), резко изменяются условия распространения солнечных к.л. В периоды прохождения Землей этой зоны (дважды в год: 22.V—22.VI и 22.XI — 21.XII) события большой мощности в к.л. вообще ни разу не были зафиксированы.

Для умеренных и слабых событий в данном случае, как обнаружилось, не соблюдается пропорциональности амплитуды возрастания интенсивности к.л. и мощности радиовсплеска соответствующей вспышки. Вероят-

ность обнаружить к.л. от вспышек балла ≥ 2 в этой зоне меньше. Время запаздывания начала возрастания интенсивности к.л. по отношению к началу оптической вспышки в указанном интервале гелиоширот в среднем вдвое больше, чем для других значений гелиоширот.

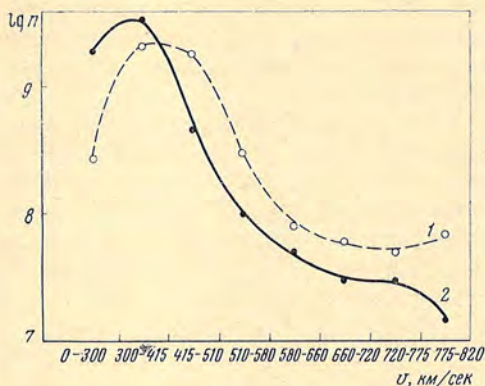
Если обнаруженные закономерности реальны, то экваториальная зона межпланетного пространства (межпланетное магнитное поле, солнечный ветер) должна обладать некоторыми особенностями. Эти особые свойства (если они существуют) должны проявляться в ряде других эффектов, которые могли бы обнаружиться при непосредственных измерениях, а также в вариациях интенсивности галактической компоненты к.л. Рассмотрению и анализу упомянутых эффектов и посвящено это сообщение.

§ 1. О некоторых данных прямых измерений и модуляционных эффектах

К сожалению, для проверки упомянутых закономерностей по данным прямых измерений требуются длительные ряды наблюдений однотипной аппаратурой. Такого рода измерений пока проведено очень мало. Как хорошо известно, прохождение Землей зоны гелиоэкватора сопровождается заметным понижением средних значений K_p -индекса. Амплитуда этих полугодовых вариаций существенным образом зависит от уровня солнечной активности (положения «королевских зон») [2, 3]. По этой причине обсуждаемый эффект не может быть целиком обусловлен изменением ориентации диполя геомагнитного поля по отношению к плоскости эклиптики. С другой стороны, между величиной K_p -индекса и скоростью солнечного ветра установлена корреляционная зависимость [4]. Поэтому понижению средних значений K_p -индекса в области гелиоширот $\pm 2^\circ$ должны соответствовать в среднем меньшие значения скорости солнечного ветра.

К настоящему времени для анализа доступны две серии измерений скорости ветра, охватывающие нужный диапазон изменений гелиошироты. «Маринер-2» пересек экваториальную зону зимой 1962 г. [5]. Из просмотра данных о вариациях скорости ветра следует, что средняя скорость ветра в зоне гелиоширот $\pm 2^\circ$ примерно на 60—70 км/сек меньше, чем на гелиоширотах 3—7° (плотность плазмы соответственно больше). В конце 1966 г. экваториальную область пересекла станция «Венера-3» [6]. Полученные при этих измерениях спектры плазмы были осреднены для периода пребывания станции в пределах зоны $\pm 2^\circ$ и вне этой зоны (74 и 73 спектра соответственно, примерно по три недели наблюдений в каждом случае). Результат усреднения можно видеть на фиг. 1. Как нетрудно заметить, скорость течения плазмы в экваториальной зоне заметно меньше, чем вне зоны, — в полном соответствии с измерениями на «Маринере-2» [5]. Таким образом, скорость ветра в области гелиоэкватора действительно меньше, чем на более высоких гелиоширотах.

Однако различие в скоростях значительно больше, чем это можно было ожидать на основании данных по K_p -индексу, если использовать корреляционную зависимость [4]. Такое несоответствие (примерно в 4—5 раз) можно объяснить, если учесть, что величина K_p -индекса зависит не только от скорости ветра, но и от других параметров, в частности от значения азимутальной составляющей межпланетного магнитного поля [7]. Но значение азимутальной составляющей пропорционально множителю $R\Omega/u$, где $R = 1,5 \cdot 10^{13}$ см ($= 1$ а. е.), Ω — угловая скорость вращения Солнца ($\approx 3 \cdot 10^{-6}$ сек⁻¹), u — скорость ветра, т. е. эта компонента поля больше в экваториальной области из-за уменьшения скорости течения. Вследствие большей «закрученности» спирали межпланетного поля в экваториальной области различие скоростей течения, обнаруживаемого по K_p -индексу, таким образом, нивелируется. Интересно отметить, что эти закономерности находятся



Фиг. 1. Усредненные спектры межпланетной плазмы по измерениям [6]

1 — измерения вне экваториальной зоны (73 спектра); 2 — измерения в пределах экваториальной зоны (74 спектра)

Следует обратить внимание также на то, что данные об уменьшении скорости ветра в экваториальной зоне находятся в полном соответствии с результатами оптических наблюдений короны в линии λ 5303 Å. В [10] показано, что интенсивность ветра возрастает с увеличением яркости линии λ 5303 Å. Но, как известно, яркость линии λ 5303 Å в экваториальной области понижается (экваториальный минимум, см., например, [11]). Таким образом, данные прямых измерений, указывающие на уменьшение средней скорости солнечного ветра в экваториальной области (в зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты), находятся в полном согласии с рядом косвенных данных, в частности с данными по K_p -индексу и амплитудами КПК, а также с результатами монохроматических наблюдений короны.

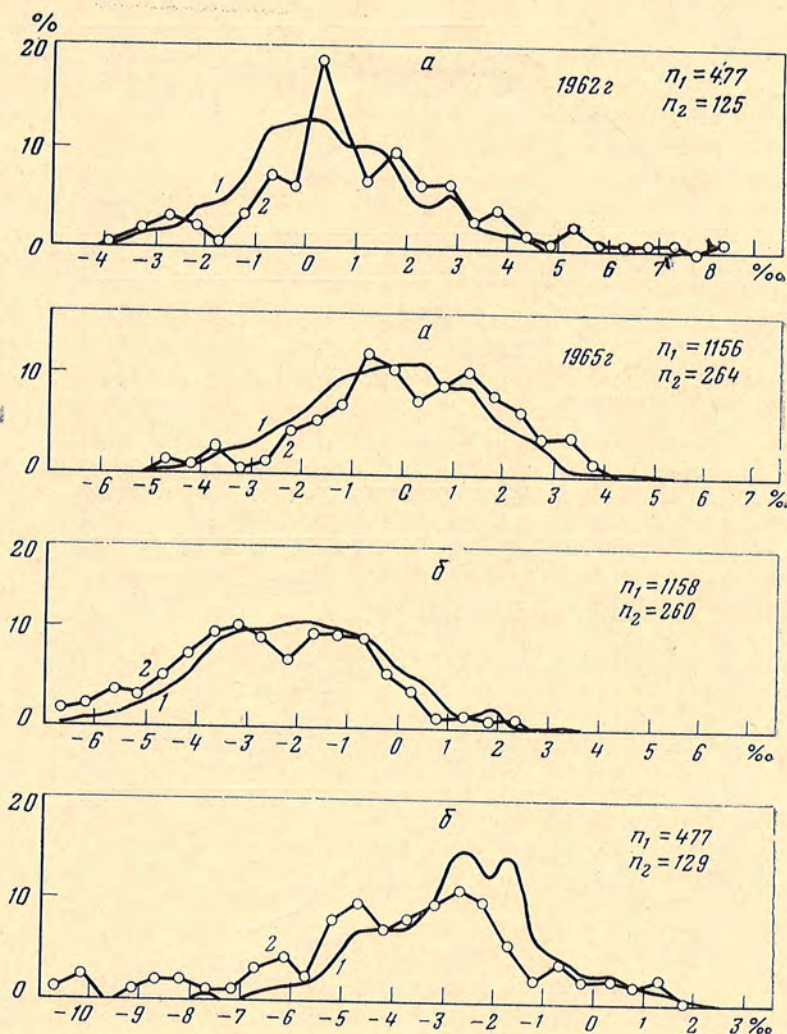
Прямым следствием уменьшения средней скорости течения плазмы в экваториальной зоне должно быть некоторое увеличение плотности галактических к.л. в этой зоне. По современным представлениям плотность космических частиц в некоторой точке определяется скоростью диффузии к.л. по направлению к Солнцу и скоростью их выноса при движении неоднородностей магнитного поля вместе с ветром (конвекция) — в противоположном направлении. При уменьшении скорости ветра уменьшается и конвективный вынос частиц, и их плотность должна несколько возрасти (см., например, [12]).

Таким образом, при пересечении Землей экваториальной зоны (в мае-июне и ноябре-декабре) должно наблюдаться возрастание интенсивности галактических к.л. Именно такие сезонные вариации с амплитудой 1 — 2% были обнаружены А. Л. Лузовым [13]. Л. И. Дорман и С. Фишер [14] исследовали распределение интенсивностей к.л. в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики для эпохи минимума солнечной активности 1963—1964 гг. Они нашли указание на существование подобного же эффекта (положение усложнялось сильной асимметрией в активности северного и южного полушарий Солнца). Близкие этим представления о распределении плотности частиц галактических к.л. в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики, развиты В. Сарабхаи и Г. Субраманиям [15].

§ 2. Изменения солнечно-суточной анизотропии

Уменьшение конвективного выноса частиц к.л. в экваториальной плоскости, приводящее к упомянутым выше полугодовым вариациям, должно иметь следствием совершенно определенный эффект в солнечно-суточ-

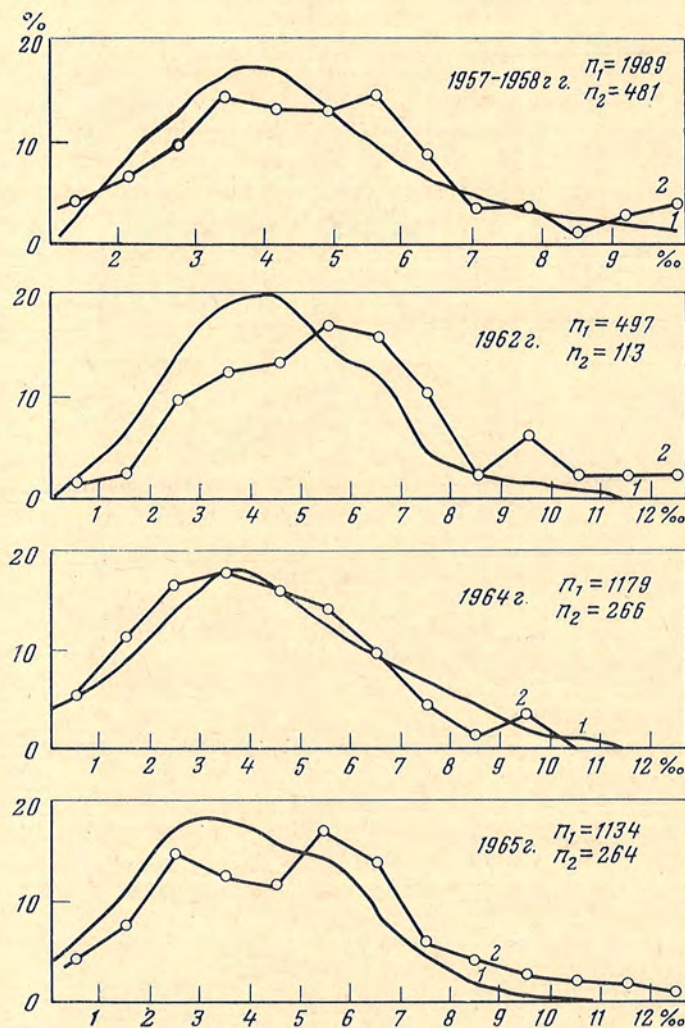
в полном соответствии с обнаруженной в [8] корреляцией между ориентацией вектора межпланетного магнитного поля и амплитудой КПК типа Рс 3,4. Эти колебания замирают, когда межпланетное поле делается азимутальным. Увеличение азимутальной составляющей (связанное с уменьшением скорости ветра) должно наблюдаться в июне и декабре, когда Земля проходит зону гелиоэкватора. Это должно в соответствии с результатами [8] сопровождаться уменьшением амплитуд Рс 3,4 в эти периоды. Как видно из данных Саито [9], такая полугодовая вариация в амплитудах Рс 3,4, по-видимому, действительно наблюдается.



Фиг. 2. Частотные распределения амплитуд радиальной (а) и азимутальной (б) компонент солнечно-суточной анизотропии космических лучей за 1962 и 1965 гг. (нейтральный монитор)

1 — зона высоких гелиоширот; 2 — экваториальная зона

ной вариации. Составляющая вектора суточной анизотропии по направлению к Солнцу должна в экваториальной зоне иметь большую величину, чем на более высоких гелиоширотах. Существование этого явления оказалось возможным проверить на большом массиве данных за периоды максимума солнечной активности (1957—1958 гг.), спада активности (1962 г.) и эпохи, близкой к минимуму (1964—1965 гг.). За период МГГ использован материал, обработанный и проанализированный крымской группой [16]. Данные за 1962 и 1964—1965 гг., обработанные тем же методом [16], были любезно предоставлены в распоряжение авторов А. К. Панкратовым. Для каждого из указанных периодов строились частотные распределения значений радиальной и азимутальной компонент вектора суточной анизотропии отдельно для экваториальной зоны ($\pm 2^\circ$) и всех остальных значений гелиошироты. Распределения для 1962 и 1965 гг. показаны на фиг. 2. Виден отчетливый сдвиг распределения а для экваториальной плоскости в сторону больших значений. Вполне аналогичный результат получен для 1957—1958 гг., однако для 1964 г. (минимум активности) эффект, по-видимому,



Фиг. 3. Частотные распределения амплитуд солнечно-суточной анизотропии (нейтронный монитор)

1 — зона высоких гелиоширот; 2 — зона экватора

отсутствует. Интересно, что заметно также систематическое увеличение и азимутальной составляющей. Поэтому следует ожидать, помимо сдвига фазы суточной вариации, увеличение ее амплитуды. Указание на существование такого эффекта было получено А. А. Даниловым [17]. Анализ рассматриваемого материала не оставляет сомнений в реальности эффекта, о чем можно судить по частотным распределениям, представленным на фиг. 3 (кривые 1 — зоны $\pm (3 \div 7^\circ)$, кривые 2 — зона $\pm 2^\circ$). Эффект в 1964 г. снова отсутствует.

Истолкование факта возрастания амплитуды солнечно-суточной анизотропии в экваториальной зоне в настоящее время, видимо, не может быть однозначным. Одна из возможностей объяснения этого явления могла бы заключаться в предположении об увеличении степени регулярности поля в этой зоне. В самом деле, амплитуда анизотропии согласно модели, развитой в [18], пропорциональна выражению

$$\frac{\Omega R}{1 + \frac{1}{(\omega \tau \cos \chi)^2}}.$$

Здесь $\omega = eH/mc$, H — величина регулярной составляющей магнитного поля, e — заряд электрона, m — масса протона, c — скорость света; $\tau = \lambda/v$ — время между актами рассеяния частицы (скорости v) на неоднородностях магнитного поля, λ — пробег для рассеяния. Угол χ определяется известным выражением $\arctg \chi = \Omega R/u$. Как ясно из изложенного, $\cos \chi$ для экваториальной зоны должен быть меньше, чем для более высоких гелиоширот. Однако величина $\omega \tau \cos \chi$ увеличивается. Поэтому следует заключить, что для экваториальной области возрастает параметр $H\lambda$, т. е. поле должно быть более регулярно. Что касается отсутствия обсуждаемых эффектов в 1964 г., то некоторые данные указывают на вероятное смещение слоя, соответствующего экваториальной зоне, к югу. Это можно объяснить сильной асимметрией в активности северного и южного полушарий Солнца в это время.

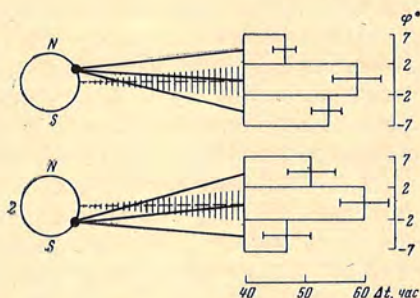
§ 3. Прохождение ударного фронта после хромосферной вспышки через экваториальную область

Если плазма экваториальной зоны имеет несколько более высокую плотность (см. выше) или отличается значениями некоторых других параметров (температура), то в принципе могут наблюдаться определенные различия в распространении ударной волны хромосферной вспышки — в зависимости от того, в каком положении находится Земля относительно вспышки. Допустим, что экваториальная область обладает несколько большей плотностью плазмы, чем области более высоких гелиоширот. Таков, между прочим, результат расчетов, сделанных в [19]. Рассмотрим качественно влияние такого распределения плотности межпланетной плазмы на величину запаздывания ударного фронта от хромосферной вспышки при двух различных положениях Земли:

- 1) гелиоширота Земли имеет тот же знак, что и широта вспышки, вызвавшей ударную волну;
- 2) знак гелиошироты Земли — обратный, так что ударный фронт должен пересечь экваториальную зону.

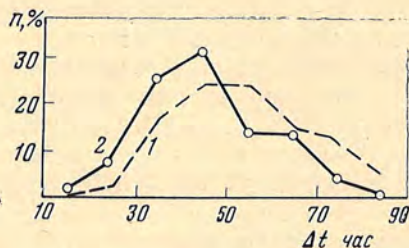
Как известно, средняя скорость фронта будет зависеть от распределения плотности на пути распространения ударной волны. Наблюдая приход ударного фронта в двух описанных положениях Земли, можно ожидать, что запаздывание должно быть несколько больше при пересечении фронтом экваториальной зоны.

Была сделана попытка обнаружить этот эффект, используя данные о внезапных началах магнитных бурь (SC). Для этого был составлен каталог бурь с внезапным началом, отождествленных со вспышками (1957—1963 гг., 113 событий). Для каждого из полушарий Солнца средняя величина запаздывания (начало вспышки в H_{α} — момент регистрации внезапного начала на Земле) подсчитывалась отдельно для двух положений Земли. Оказалось, что для событий, когда ударная волна пересекала экваториальную зону, запаздывание было на 4 — 10 час. больше, чем в случае, когда Земля проектировалась на то же полушарие, где произошла вспышка (фиг. 4, нанесенные ошибки — стандартные отклонения). Максимальное запаздывание наблюдается в зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты (на фиг. 4 в этой зоне берется сумма вспышек для обоих полушарий Солнца). Эффект является систематическим (фиг. 5) и статистически значимым (на уровне 5 %, если использовать распределение Стьюдента). Однако возможная неоднородность данных и сравнительно малое число событий для южного полушария Солнца снижают надежность результата. Поэтому его скорее следует рассматривать как указание на вероятное существование эффекта. В пользу его реальности говорят тем не менее два факта. Во-первых, доля радиовсплесков, после которых зафиксированы внезапные начала, выше (0,26), когда вспышка и Земля имели широту одного знака, чем в противоположном



Фиг. 4. Зависимость средней величины запаздывания внезапного начала SC магнитной бури по отношению к началу оптической вспышки в зависимости от гелиошироты Земли

1 — северное полушарие Солнца; 2 — южное полушарие Солнца. Горизонтальные отрезки — стандартные отклонения для каждой выборки



Фиг. 5. Частотное распределение величины запаздывания внезапного начала SC для событий северного полушария Солнца (включены не вполне надежные отождествления)

1 — ударный фронт пересекает экваториальную зону (41 случай); 2 — не пересекает ее (50 случаев)

случае (0,20). Аналогичная закономерность имеет место для вероятности сопровождения бури форбуш-спадом (средние амплитуды форбуш-спадов соответственно около 3,0 и 2,0%).

В заключение интересно отметить указанную авторами [20 — 23] тенденцию к полугодовой модуляции 27-дневной повторяемости магнитных индексов на спаде солнечной активности. 27-дневная волна исчезает в периоды, когда Земля проектируется на менее активное южное полушарие Солнца, и появляется вновь как только ее гелиоширота превышает $+2^\circ$. Это явление может указывать на различие секторной структуры межпланетного магнитного поля по разные стороны экваториальной зоны. Тем самым экваториальный слой может играть роль границы, разделяющей эти секторные структуры.

Заключение

Рассмотренные данные показывают, что обнаруженные нами [1] аномалии в распространении солнечных к.л. следует признать реальным явлением. Обнаружен ряд эффектов, свидетельствующих о зависимости свойств солнечного ветра (и межпланетного магнитного поля) от гелиошироты. В частности, в зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты скорость течения плазмы в среднем меньше, как следствие этого в экваториальной зоне больше «закрученность» спирали межпланетного магнитного поля, больше величина азимутальной составляющей поля. Само поле, по-видимому, более регулярно. Это позволяет понять причины большей величины запаздывания в приходе солнечных к.л. после вспышек, так как коэффициент диффузии частиц поперек поля относительно мал. Возможно, что плотность межпланетной плазмы в экваториальной области больше, чем в зоне более высоких ($\geq 3^\circ$) гелиоширот. Однако имеющиеся факты все же не дают возможности объяснить причины существенного уменьшения амплитуды эффекта в солнечных к.л. в области гелиоэкватора. Косвенные методы, к сожалению, не позволяют получить данных о конфигурации силовых линий межпланетного поля в пределах этой зоны. Вероятно, природа такого эффекта станет ясна из анализа данных прямых измерений.

Авторы очень признательны А. С. Дворяшину, А. А. Степаняну за ряд критических замечаний.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. С. Левицкий, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40.
2. М. Н. Гневывшев, Л. И. Оль. Астрон. ж., 1945, 22, 151.
3. W. Priester, W. Cattani. J. Atm. Sci., 1962, 19, 121.
4. C. W. Snyder, M. Neugebauer, U. R. Rao. J. Geophys. Res., 1963, 68, 6361.
5. M. Neugebauer, C. Sunder. J. Geophys. Res., 1966, 71, 4469.
6. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Л. С. Мусатов, Э. К. Соломатина. Радиотехнический ин-т АН СССР. Отчет № 846, 1966.
7. K. H. Schaften, J. M. Wilcox. J. Geophys. Res., 1967, 72, 5185.
8. О. В. Большакова, В. А. Троицкая. Докл. АН СССР, 1968, 180, 343.
9. T. Saito. Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 1964, 18, 260.
10. V. A. Sarabhai, G. L. Rai, D. Patel, P. N. Pathak. J. Geomagn. Geoelectr., 1966, 18, 157.
11. М. Н. Гневывшев, В. Ф. Чистяков. Астрон. ж., 1968, 45, 1029.
12. Е. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде. М., изд-во «Мир», 1965.
13. А. Л. Лузов. Дисс. НИИЯФ МГУ, 1967.
14. Л. И. Дорман, С. Фишер. Космические лучи, сб. № 8, 1967.
15. V. Sarabhai, G. Subramanian. Astrophys. J., 1966, 145, 206.
16. Б. М. Владимирский, А. Р. Панкратов, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 222.
17. А. А. Данилов. Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, 632.
18. W. I. Axford. Planet. Space Sci., 1965, 13, 115.
19. E. P. J. Van den Heuvel. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1966, 18, 161.
20. S. V. Tandon. J. Geophys. Res., 1956, 61, 211.
21. B. Bell, H. Glazer. Smithsonian Contrib. to Astrophys., 1957, 2, N 5.
22. W. R. Piggot. J. Geophys. Res., 1961, 66, 3604.
23. T. Saito. Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 1965, 19, 30.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИСТОЧНИКА 3С 273
НА ВОЛНЕ 8,2 мм С ПРИМЕНЕНИЕМ МАЗЕРАВ. А. Ефанов, В. И. Загатын, И. Г. Моисеев,
Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер

Приводятся основные параметры мазера бегущей волны, установленного совместно с радиометром на антенне РТ-22 КраО. С применением мазера удалось реализовать флуктуационную чувствительность $(0,07 \div 0,09)^\circ \text{K}$ при $\tau = 1^s$, что позволило повысить чувствительность радиотелескопа на волне 8 мм приблизительно в 10 раз.

С мазером продолжены наблюдения квазизвездного объекта 3С 273. Отмечается, что поток его радиоизлучения в октябре 1968 г. составил $(50 \pm 1,5) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. По сравнению с ранее проводившимися на РТ-22 измерениями плотности потока намечается тенденция к спаду интенсивности излучения 3С 273 за период с апреля-мая 1968 г. по октябрь 1968 г., а с октября 1967 г. по май 1968 г. эффект переменности в излучении с точностью до ошибок измерений отсутствует.

OBSERVATIONS OF 3C 273 RADIO SOURCE AT 8 mm WITH THE MASER, by V. A. Efanov, V. I. Zagatin, I. G. Moiseev, G. S. Misejnikov, V. B. Steinschleiger. — The main parameters of the travelling-wave maser with the radiometer attached to the 22-metre antenna of the Crimean Radiotelescope are given. The use of the maser allowed to realize the fluctuation sensitivity $(0,07-0,09)^\circ \text{K}$ at $\tau = 1^s$, and as result the Radiotelescope sensitivity at 8 mm increased tenfold. The observations of quasar 3C 273 showed that the flux density of emission in October 1968 was $(50 \pm 1,5) \cdot 10^{-26} \text{ wt m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. As compared to earlier observations with the same Radiotelescope there is a tendency to the decrease of flux density for the period of April — October, 1968, while from October, 1967 to May, 1968 the fluctuations were not observed within the limits of the accuracy of observations.

Для исследования источников космического радиоизлучения необходимы не только антенны с большим коэффициентом усиления, но и высокочувствительные приемники.

В октябре 1968 г. 22-метровый радиотелескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был оснащен квантовым парамагнитным усилителем (КПУ) бегущей волны на волну 8,2 мм, который значительно повысил чувствительность радиотелескопа [1]. Квантовый усилитель бегущей волны обладает рядом достоинств: он имеет малую шумовую температуру и стабильный коэффициент усиления в сравнительно широкой полосе пропускания; благодаря внутренней развязке практически исключается влияние изменений входного импеданса на коэффициент усиления.

Основным элементом усилителя является штыревая замедляющая система, заполненная активным материалом — рубином — с концентрацией хрома Cr^{3+} , равной 0,05%. Угол между направлением тригональной оси кристалла и внешним магнитным полем составляет $54^\circ, 7$.

Магнитное поле $H = 13\,500$ э создается электромагнитом с обмотками из сверхпроводящей проволоки. После установки необходимого тока обмотки замыкаются накоротко сверхпроводящим шунтом, а внешний источник отключается. «Замороженный» в сверхпроводящих обмотках ток, а

следовательно, и постоянное магнитное поле сохраняются неизменными, пока магнит поддерживается при температуре жидкого гелия.

Замедляющая система и магнит охлаждаются до температуры $T = 4,2^\circ \text{K}$ погружением в криостат с жидким гелием. Для устранения флуктуаций коэффициента усиления, вызванных кипением жидкого гелия, приняты меры по устранению попадания жидкого гелия в замедляющую систему, а также во входной и выходной волноводные тракты. Емкости криостата достаточно для непрерывной работы усилителя в течение 8 час.

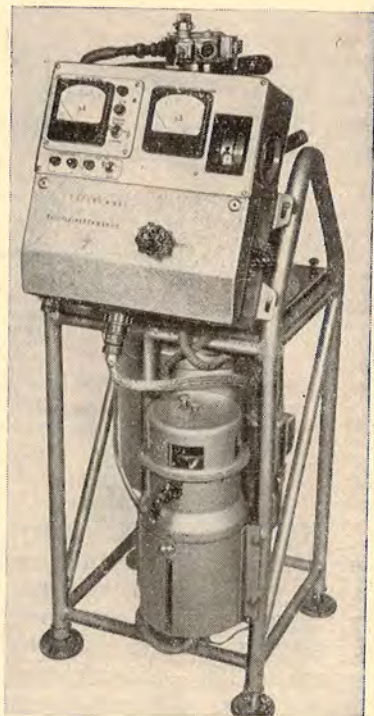
Для устранения регенеративных эффектов в усилителе используется ферритовый вентиль из железо-иттриевого граната, встроенного в замедляющую систему. Вентиль создает развязку (превышение затухания волны, распространяющейся от выхода ко входу усилителя над усилением прямой волны) [более 40 дБ. Такая развязка обеспечивает высокую стабильность коэффициента усиления при изменениях нагрузки на входе усилителя.

Применение штыревой замедляющей системы и рубина в КПУ бегущей волны 8-мм диапазона волн позволило обеспечить нормальную работу усилителя при $T = 4,2^\circ \text{K}$ и получить более высокую эффективность, чем у известных зарубежных усилителей этого диапазона [2, 3], работающих при охлаждении до более низкой температуры ($T = 1,8^\circ \text{K}$). Охлаждение до столь низкой температуры сильно усложняет эксплуатацию усилителя, требуя откачки паров гелия.

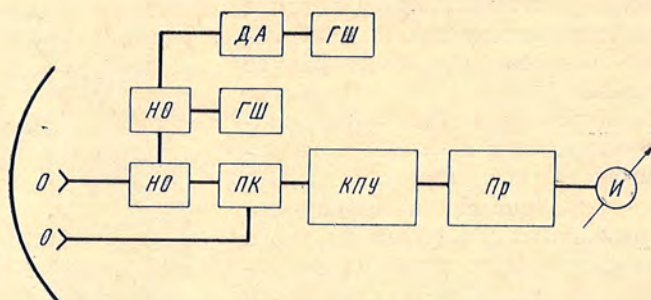
При температуре $4,2^\circ \text{K}$ КПУ бегущей волны имеет следующие параметры: коэффициент усиления более 25 дБ в полосе 20 МГц, полоса перестройки около 1000 МГц, температура шума приблизительно 40°K , кратковременная стабильность коэффициента усиления около 1%. Внешний вид усилителя (без блоков питания) показан на фиг. 1.

Включение КПУ в радиометр [4] было осуществлено согласно блок-схеме фиг. 2. Высокочастотные узлы радиометра были вынесены в непосредственную близость к прямому фокусу РТ-22, криостат КПУ располагался под углом 45° к горизонту при ориентации оси антенны на горизонт. Такое расположение приемника позволило вести наблюдения в широком интервале склонений δ , не ухудшая работоспособности КПУ.

Для наблюдения использовался метод «диаграммной модуляции». При этом облучение рефлектора антенны осуществлялось коническим рупором с углом облучения $\theta_{0,1} = 120^\circ$ для основного канала (центральная диаграмма направленности) и открытым концом волновода для бокового канала (смещенная диаграмма направленности). Разнос между осями двух диаграмм соответствовал $5'$. Применение на входе радиометра двух газоразрядных генераторов шума, включенных через направленные ответвители, позволило осуществить низкотемпературную калибровку (40°K) приемного устройства в целом и необходимое подшумливание для устранения паразитного сигнала, обусловленного некоторой асимметричностью плеч двухканального ферритового переключателя.



Фиг. 1. Общий вид квантового парамагнитного усилителя бегущей волны (без блоков питания), установленного в прямом фокусе РТ-22 КРАО

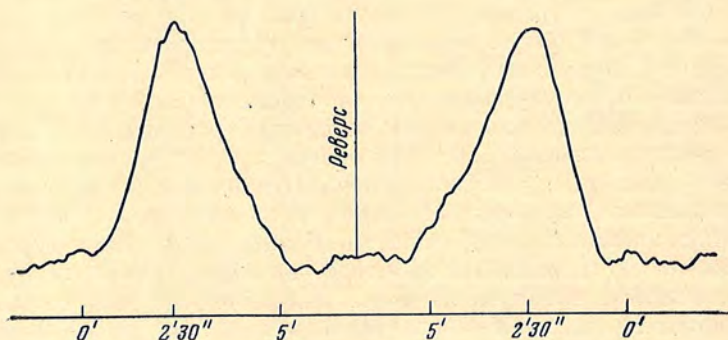


Фиг. 2. Блок-схема радиометра с КПУ

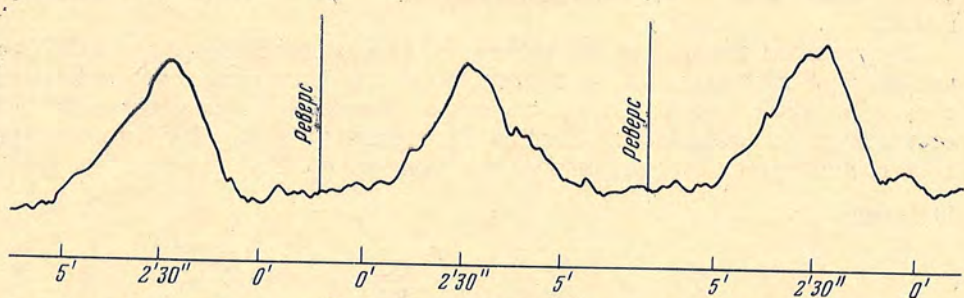
О — облучатели антенны; НО — направленные ответвители; ГШ — газоразрядные генераторы шума; ДА — дистанционно управляемый аттенуатор; ПК — двухканальный ферритовый переключатель; КПУ — мазер бегущей волны; Пр — супергетеродинный приемник

КПУ в тракт радиометра включался без принятия специальных мер для частотной стабилизации гетеродина приемника и генератора накачки мазера. Общая шумовая температура радиометра с КПУ, установленным в фокусе антенны, при угле места 45° , составляла около 250°K (при самой лучшей настройке мазера) и колебалась в зависимости от настройки в пределах $250\text{—}350^\circ\text{K}$, что позволило реализовать флуктуационную чувствительность радиометра совместно с антенной не хуже $0,07\text{—}0,09^\circ\text{K}$ при $\tau = 1^s$. Шумовая температура радиометра с КПУ в основном определялась потерями в элементах волноводного тракта от облучателя до КПУ и шумами антенны.

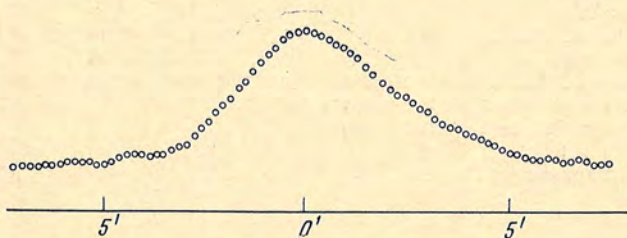
С помощью описанного радиометра с КПУ в октябре 1968 г. были продолжены исследования квазизвездного объекта ЗС 273, который является переменным источником [5]. Методика наблюдений была такой же, как и ранее [6, 7]. Плотность потока радиоизлучения от источника определялась методом сравнения его с плотностью потока излучения Юпитера. Яркостная температура Юпитера принималась равной 144°K . Радиоисточники (Юпитер и ЗС 273) наблюдались путем сканирования их радиотелескопом по прямому восхождению α и склонению δ . На фиг. 3 приведен пример записи прохождения диаграммы направленности антенны радиотелескопа через Юпитер в прямом и обратном направлениях (с реверсированием). Антенная температура от радиоизлучения Юпитера определялась усреднением ряда подобных записей с учетом периодически производимых калибровок, ширины диаграммы направленности радиотелескопа (которая



Фиг. 3. Образец записи Юпитера 22.X 1968 г. ($7^{\text{h}}20^{\text{m}}$ UT, $\tau = 8^s$)



Фиг. 4. Запись единичного прохождения радиотелескопом через источник ЗС 273 в прямом и обратном направлениях 22.X 1968 г. ($\tau = 8^s$)



Фиг. 5. Результат усреднения восьми записей радиоизлучения источника ЗС 273

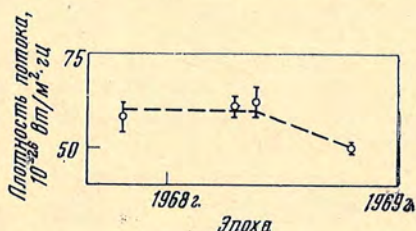
в момент наблюдений составляла $1',6 \times 1',7$) и видимых размеров Юпитера. Учет соизмеримости диаграммы направленности радиотелескопа и угловых размеров Юпитера производился для столообразного распределения радиояркостности [8].

Наблюдения как Юпитера, так и радиоисточника ЗС 273 велись при одних и тех же значениях постоянной времени τ и при одинаковых скоростях сканирования. Следует отметить, что период наблюдений в октябре 1968 г. был весьма благоприятным для сравнения излучения от ЗС 273 с радиоизлучением Юпитера, так как эти источники были видны в одно и то же время почти при одинаковых зенитных расстояниях. Разница в углах места при наблюдениях Юпитера и ЗС 273 обычно не превышала $1-2^\circ$. Это обстоятельство в значительной степени повысило надежность наблюдений, так как отпала необходимость в поправках на трудноучитываемое атмосферное поглощение, обусловленное разницей в зенитных расстояниях при наблюдениях исследуемого и эталонного источников.

На фиг. 4 приведены примеры записей источника ЗС 273 22.X 1968 г. при единичном прохождении его радиотелескопом в прямом и обратном направлениях. В результате усреднения восьми подобных записей (фиг. 5) для плотности потока излучения источника ЗС 273 получено значение $(50 \pm 1,5) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Проведенные ранее на РТ-22 наблюдения этого источника показали, что в октябре 1967 г. поток от него составлял $(58 \pm 2) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, а в

Фиг. 6. Зависимость плотности потока радиоизлучения ЗС 273 от времени на волне 8 мм



апреле-мае 1968 г. $(61 \pm 3) \cdot 10^{-26}$ и $(62 \pm 4) \cdot 10^{-26}$ *вт/м²·гц* соответственно.

Результаты измерения плотности потока радиоисточника ЗС 273 за четыре периода представлены на фиг. 6. Из графика видно, что за период с октября 1967 по май 1968 г. эффект переменности в излучении ЗС 273 отсутствует (с точностью до ошибок измерений), а с мая 1968 по октябрь 1968 г. намечается тенденция к уменьшению потока.

10 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Загатын, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер. Радиотехника и электроника, 1967, 12, 539.
2. F. R. A g a m s, B. R e y t o n. P I E E E, 1965, 53, N 1, 12.
3. X. C o o t r o n t, A. R o b e r t. Onde electr., 1967, 47, N 479, 165.
4. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 39.
5. K. I. K e l l e r m a n. Astrophys. J., 1966, 146, N 3, 621.
6. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 3.
7. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов. Изв. высш. учебн. зав. Радиофизика, 1970, 8, 219.
8. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., изд-во «Сов. радио», 1967, стр. 152.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3,15 см
НА 22-МЕТРОВЫМ РАДИОТЕЛЕСКОПЕ КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

Н. Н. Е р ю ш е в, Л. И. Ц в е т к о в

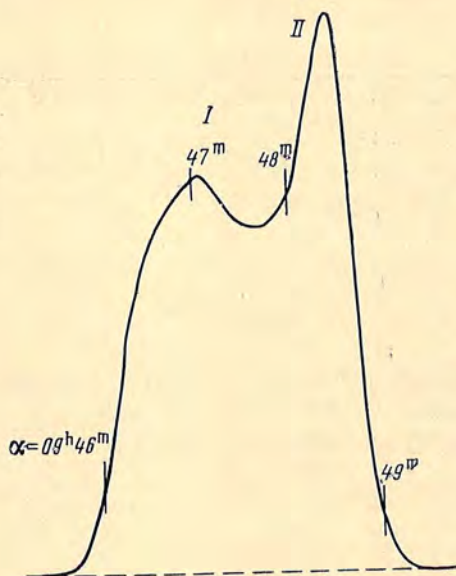
Излагаются некоторые результаты наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 3,15 см. Рассмотрена связь между радиояркостью локальных источников и площадями групп солнечных пятен. Для этой цели использованы также данные измерений на волнах 1,75; 7,5 и 21 см из [3, 4]. Оказалось, что изменение плотности потока радиоизлучения на волне 1,75 см связано главным образом с «истинной» площадью пятен, а на волнах 7,5 и 21 см — с видимой площадью пятен. Это подтверждает тот факт, что в первом случае радиоисточник оптически тонкий, во втором — оптическая толщина источника существенна, благодаря чему имеет место направленность излучения на этих длинах волн. На волне 3,15 см радиоисточник по своим «оптическим» свойствам является как бы промежуточным (ближе к оптически тонкому).

Во время солнечной вспышки 29.VIII 1967 г. источник импульсного всплеска возник в стороне от центра локального источника. В двух других случаях источники всплесков с медленным подъемом и спадом интенсивности совпадали с центром локального источника.

OBSERVATIONS OF SOLAR RADIO EMISSION AT 3,15 cm WITH THE 22-METER RADIOTELESCOPE OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by N. N. Erushev, L. I. Tsvetkov. — Some observation results of the Solar radio emission at a wavelength of 3,15 cm are given. The association between the radio brightness of the local sources and the areas of the sunspot groups are considered. For this purpose the data at wavelengths of 1,75; 7,5 as well as 21 cm [3, 4] have been used. The change of flux density of the radio emission at 1,75 cm seemed to be correlated with a real area of sunspot groups, but at 7,5 and 21 cm it is correlated with a visible area of sunspot groups. This confirms the fact that in the first case the radio source is optically thin. In the second case the optical thickness is considerable, that's why the directivity of emission takes place at these wavelengths. At 3,15 cm the optical properties of the radio source are intermediate.

During the Solar flare of August 29, 1967 the impulse radio burst appeared away from the centre of local source. In two other cases the burst sources with a gradual rise and fall coincided with the centre of a local source.

Изучению спорадического радиоизлучения Солнца посвящено немало работ [1]. В настоящее время не возникает сомнения в том, что локальные, излучающие в сантиметровом диапазоне центры на Солнце имеют тесную связь с группами пятен [2], а кратковременные всплески — со вспышками. Однако наряду с пополнением наших знаний о радиоизлучении Солнца интерес к этому направлению исследований продолжает расти. Локальные радиоисточники, как и группы солнечных пятен, представляют собой места на поверхности Солнца, вокруг которых проявляются все основные виды солнечной активности. Поэтому всестороннее и детальное исследование их и их связи с оптическими образованиями может дать дополнительные сведения не только для понимания физики этих процессов, но и для прогнозирования солнечных вспышек.



Фиг. 1. Запись распределения радиояркости Солнца на волне 3,15 см 18.VIII 1967 г.

Здесь мы приводим некоторые результаты наблюдений радиоизлучения Солнца на волне 3,15 см с помощью радиотелескопа РТ-22 КРАО АН СССР. Для рассмотрения были использованы также данные на волнах 1,75; 7,5 и 21 см, взятые из [3, 4].

1. Большой радиотелескоп (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР позволяет проводить как непрерывное слежение за локальными областями на Солнце, так и получать картину двумерного распределения радиояркости по диску [5]. Для наблюдений на волне 3,15 см нами использовался стандартный радиометр модуляционного типа, флуктуационная чувствительность которого порядка 1°K при постоянной времени 1 сек. В опорный канал модулятора вмонтирован шумовой генератор на газоразрядной трубке типа ГШ-5, который питался от высокостабилизированного источника. Спектральная плотность мощности

шума генератора, составляющая на частоте 9500 Мгц порядка 48 K T_0 , была использована для контрольных калибровок аппаратуры.

В качестве облучателя использовался конический рупор. Оптимальное положение фазового центра облучателя относительно фокуса зеркала подбиралось путем дискретного перемещения облучателя по геометрической оси отражателя при регистрации радиоизлучения источника Кассиопея-А. Запись излучения дискретного источника также дает возможность определить электрическую ось зеркала и калибровку шумового газоразрядного генератора.

На основании анализа 40 проходов через источник Кассиопея-А получено, что угловые размеры диаграммы направленности антенны на уровне 0,5 по обеим координатам примерно равны и составляют $\varphi = 7',5$ (параллактический угол источника при наблюдениях изменялся в пределах $60-40^\circ$). Уширение диаграммы направленности относительно расчетной связано с недооблучением зеркала коническим рупором, который предполагалось использовать для других наблюдений.

Наблюдения радиоизлучения Солнца проводились с 14.VIII по 8.IX 1967 г. и заключались: а) в слежении за отдельными активными областями, б) в сканировании всего диска Солнца, в) в непрерывном сканировании отдельного локального источника на Солнце во время возникновения всплесков радиоизлучения. Возможности системы управления РТ-22 позволяли быстро переходить от одного рода работы к другому.

2. В качестве примера на фиг. 1 приведена запись распределения радиояркости по диску Солнца 18.VIII 1967 г. с метками экваториальной координаты α . Сканирование произведено при склонении δ , соответствующем примерно центру Солнца. На фиг. 1 отчетливо видны два радиоисточника. Один из них (I) расположен в западной половине диска Солнца и хорошо отождествляется с оптическими образованиями [6]. Другой, более мощный источник (II) локализован на восточном краю диска. Оказалось, что он связан с активной группой, которая полностью или по крайней мере частично находилась в это время за лимбом. На краю диска она начала просматриваться 19.VIII. В дальнейшем при наблюдениях основное

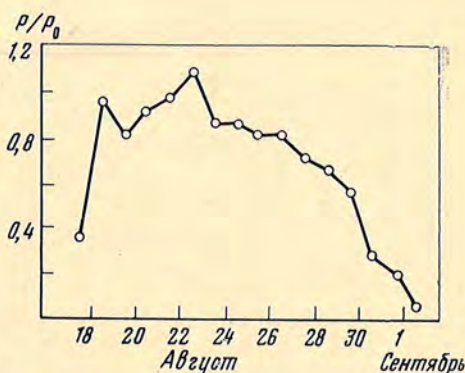
внимание было обращено на эту активную область. За время прохождения по диску Солнца в ней возникали вспышки балла 2 и много слабых всплесков [7]. Повышенное рентгеновское излучение в широком диапазоне спектра, связанное с этой группой, наблюдалось 18 и 19.VIII [8]. Указанную область наблюдали около 110 час. За это время нами зарегистрировано не менее 50 аномальных повышений излучения, из них около 15 уверенно отмечены как импульсные всплески, остальные — типа медленного подъема и спада интенсивности.

3. Нами рассмотрено изменение радиояркости источника при прохождении его по диску Солнца. При этом относительная радиояркость определялась для «спокойных» моментов, т. е. при отсутствии каких-либо всплесков, сравнительно мощных, медленно меняющихся повышений излучения и перед началами импульсных всплесков. Сами импульсные всплески были исключены. По этим данным получены усредненные значения относительной радиояркости для каждого дня наблюдений. Усреднение вызвано сильными вариациями интенсивности радиоизлучения этого источника не только ото дня ко дню, но и в течение дня. Результаты представлены на фиг. 2, где по оси абсцисс отложены даты наблюдения источника, по оси ординат — относительная радиояркость.

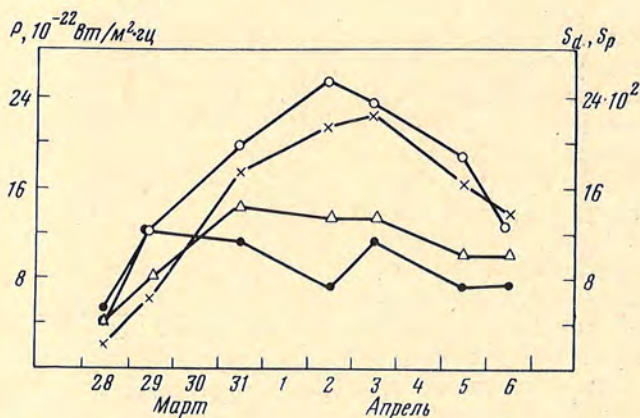
Из фиг. 2 можно заметить, что по мере приближения к краям диска Солнца радиояркость источника падает, причем при прохождении области по диску наблюдается восточно-западная асимметрия; в восточном полушарии интенсивность источника была более высокой, чем в западном. Аналогичная асимметрия в распределении радиояркости для слабых источников обнаружена на волне 9,1 см в [9]. Однако этот факт требует дальнейшего подтверждения, так как интенсивность радиоизлучения источников определенным образом зависит от состояния связанных с ними активных областей на Солнце, например, всплывочной активности, изменения площадей групп пятен и др.

4. Далее делается попытка изучить связь между радиоизлучением локальных источников на волнах 1,75; 3,15; 7,5 и 21 см и площадями соответствующих им групп солнечных пятен. Графики изменения плотности потока радиоизлучения локального источника на волнах 1,75 и 7,5 см приведены на фиг. 3. На этой фигуре даны также кривые изменения площади пятен при прохождении группы (№ 25 [10]) по диску Солнца: S_d — для видимой площади всей группы в единицах диска Солнца, S_p — для площади группы, отнесенной к полусфере Солнца (с учетом проекции).

На фиг. 3 можно заметить, что изменение плотности потока на волне 1,75 см показывает наилучшее соответствие с ходом изменения площадей пятен группы, представленных в единицах полусферы Солнца. Следовательно, в этом случае плотность потока радиоизлучения наилучшим образом связана с «истинной» площадью группы, и поэтому никакой отчетливой зависимости потока излучения от положения источника на диске Солнца не наблюдается. На волне 7,5 см кривая изменения плотности потока имеет явный максимум и лучше всего совпадает с ходом изменения площади всей группы, взятой в единицах диска Солнца. Отсюда следует, что излучение источника на волне 7,5 см имеет более тесную связь с «видимой» площадью пятен. Здесь интересно также заметить, что максимум плот-



Фиг. 2. Изменение радиояркости локального источника на волне 3,15 см при прохождении его по диску Солнца



Фиг. 3. Изменение плотности потока излучения локального источника на волнах 1,75 (точки) и 7,5 см (кружки) и площади пятен при прохождении их по диску Солнца (крестики — S_d , треугольники — S_p)

ности потока на волне 7,5 см по времени опережает максимум площади пятен.

Результаты рассмотрения связи между плотностями потоков радиоисточника на волнах 1,75 и 7,5 см и площадями пятен при прохождении группы по диску Солнца согласуются с выводом о том, что в первом случае источник является оптически тонким [3], во втором, наоборот, оптическая толщина области излучения существенно сказывается, благодаря чему имеет место направленность излучения на этой волне.

Данные для волн 3,15 и 21 см относятся к другому периоду наблюдений. Активная область, которая связана с источником на этих волнах, проходила центральный меридиан 25—26. VIII 1967 г., она состояла из нескольких отдельных групп. В этом случае отождествление радиоисточника с оптическими явлениями встречает некоторые затруднения. Однако есть основания полагать, что рассматриваемый нами радиоисточник связан в основном с двумя группами пятен, № 282 и 284 [6, 11], или даже только с одной № 282, остальные группы были незначительными по площади и вскоре исчезли, поэтому мы их не учитываем. Заметим, что такое допущение не вызывает отклонений в результатах.

Проведены вычисления коэффициентов линейной корреляции между изменениями радиояркости источника на волнах 3,15 и 21 см и изменениями площади пятен при прохождении группы по диску Солнца. Расчеты произведены отдельно как для группы № 282, так и с учетом группы № 284. Полученные значения коэффициентов корреляции даны в таблице (графиков, аналогичных фиг. 3, здесь не приводим). В ней схематически жирными линиями для полноты рассмотрения отмечены также связи между данными на волнах 1,75 и 7,5 см и площадями пятен; например, изменение плотности потока на волне 7,5 см имеет лучшее согласие с ходом изменения видимой площади группы, поэтому черточка стоит в столбце для S_d .

Несмотря на разнородность использованного материала, в таблице можно заметить определенную закономерность в распределении коэффициента корреляции, которая заключается в следующем. Коэффициент корреляции между радиояркостью источников и видимыми площадями пятен, по-видимому, не зависит от длины волны, т. е. его значение остается практически постоянным во всем сантиметровом диапазоне. При переходе к рассмотрению истинных площадей пятен значение коэффициента корреляции существенно падает с ростом длины волны. Заметим, что этому заключению не противоречат результаты качественного рассмотрения графиков на фиг. 3 для волн 1,75 и 7,5 см.

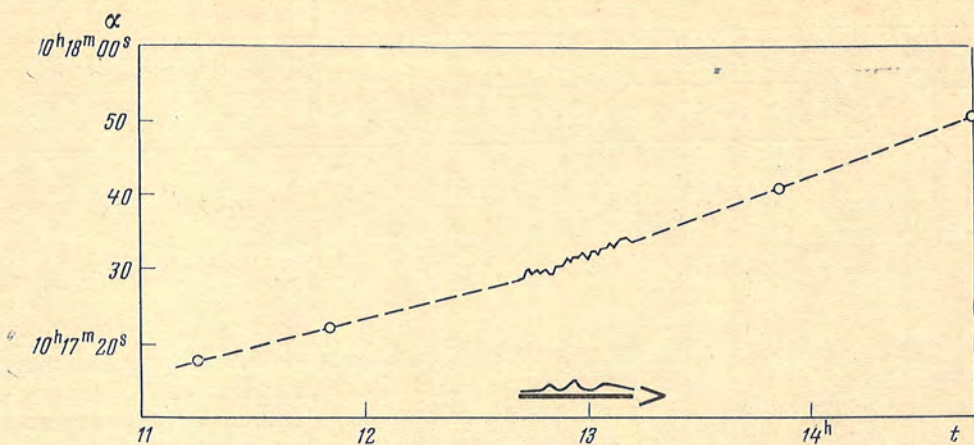
λ , см	Номер группы [6, 10]	Коэффициент корреляции		λ , см	Номер группы [6, 10]	Коэффициент корреляции	
		S_d	S_p			S_d	S_p
1,75	25			7,5	25		
3,15	282	$0,69 \pm 0,09$	$0,76 \pm 0,06$	21	282	$0,66 \pm 0,09$	$0,39 \pm 0,16$
3,15	282			21	282		
	284	$0,68 \pm 0,14$	$0,80 \pm 0,09$		284	$0,74 \pm 0,12$	$0,41 \pm 0,22$

Одним из возможных объяснений уменьшения связи (коэффициента корреляции) между радиоизлучением локальных источников и истинными площадями пятен с длиной волны может быть различие оптических свойств источников на различных длинах волн. Тогда на основании полученных данных можно полагать, что оптическая толщина локальных источников растет с длиной волны. На волне 3,15 см в данном случае локальный источник по своим «оптическим» характеристикам является как бы промежуточным (ближе к оптически тонкому, коэффициент корреляции составляет 0,70—0,8).

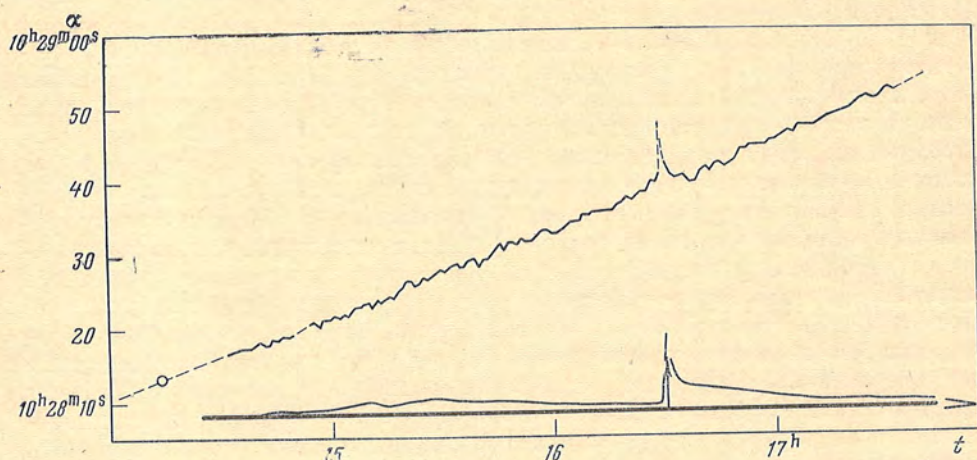
5. В некоторых случаях в период непрерывного сканирования локального источника зарегистрированы всплески радиоизлучения. Представляет интерес определить местоположение источников всплесков на диске Солнца относительно локального источника и оптических вспышек. Из-за относительно широкой диаграммы направленности антенны на волне 3,15 см источники всплесков точно не локализовались, они проявлялись в виде повышения общего уровня излучения локального источника; регистрировалось суммарное радиоизлучение двух источников: локального и всплеска. Однако если источник всплеска возникает не в центре локального источника, то максимум суммарного излучения может быть несколько смещен относительно локального источника. Если же источник всплеска образуется в том же месте, где и локальный источник, то максимум суммарного излучения должен совпадать с центром локального источника. Поэтому при детальном изучении изменения координат центров локальных радиоисточников за периоды времени, охватывающие вспышки, можно получить некоторые сведения о локализации источников всплесков. Было бы более наглядно рассмотреть изменения гелиографических координат источников, однако определение их связано с рядом трудностей и дополнительными ошибками.

Нами изучены изменения экваториальной координаты α (значение δ соответствовало центру локального источника) центров источников радиоизлучения, получаемые непосредственно при сканировании, в моменты возникновения всплесков (вспышек). Рассмотрение проведено для трех вспышек, наблюдавшихся 26 и 29.VIII 1967 г. в одной и той же активной области. Соответствующие графики представлены на фиг. 4 и 5, где над осями времени схематически нанесены всплески радиоизлучения; на фиг. 5 стрелкой указан импульсный всплеск. На фиг. 4 и 5 общий ход кривых характеризует изменения координаты α локального источника со временем за счет движения Солнца. Некоторое отклонение хода от прямых линий, очевидно, связано с эффектом рефракции. Кратковременные вариации α могут быть обусловлены как ошибками измерений ($\leq \pm 2^\circ$), так и смещениями максимума радиоизлучения (источника) на диске Солнца. Заметим, что здесь рассматривается один и тот же локальный источник, только в разные дни наблюдений.

Вспышка 26.VIII ($12^h40^m - 13^h42^m$; N 21, W 5 [6]; время везде московское) сопровождалась всплеском радиоизлучения типа медленного подъема



Фиг. 4. Ход изменения экваториальной координаты α центра локального источника на Солнце во время вспышки 26.VIII 1967 г.



Фиг. 5. То же, что и на фиг. 4, во время вспышки 29.VIII 1967 г.

и спада интенсивности [6]. Из фиг. 4 видно, что во время этого всплеска α изменяется в основном только за счет движения Солнца. Незначительные изменения α на кривой находятся в пределах ошибок измерений. Отсюда можно заключить, что, несмотря на появление всплеска, положение максимума радиоизлучения на диске (по координате α) оставалось постоянным и совпадало с центром излучения локального источника.

29.VIII наблюдались две вспышки, следовавшие друг за другом: 1) 15^h20^m — 16^h12^m, N 20, W 46; 2) 16^h32^m — 17^h14^m; N 22, W 46 [6]. Они в совокупности сопровождалась мощным радиоизлучением. Медленный подъем уровня радиоизлучения начался в 14^h24^m. Имеют место два максимума: 15^h41^m и 15^h28^m, после чего интенсивность плавно падала до 16^h28^m, но уровень излучения в это время оставался все еще выше предвсплескового. Эта часть всплеска соответствует типу медленного подъема и спада интенсивности [6] и по времени совпадает с первой вспышкой. С 16^h28^m уровень радиоизлучения снова начал повышаться, а с 16^h30^m до 16^h33^m во время второй, более мощной вспышки зарегистрирован импульсный всплеск с максимумом в 16^h34^m [6]. После импульсного всплеска наблюдается длительное повышенное излучение.

Из фиг. 5 следует, что во время первой части сложного всплеска, как и при вспышке 26.VIII, никаких необычных изменений α не замечается; происходит закономерный рост α со временем, и наблюдаются обычные случайные флуктуации. С возникновением второй вспышки, т. е. в момент импульсного всплеска, наблюдается заметное отклонение α (рост) от общего хода. К сожалению, в максимуме всплеска запись была зашкалена и о значении α в этот момент ничего сказать нельзя (на фиг. 5 эта часть кривой отмечена штриховой линией). Реальность замеченного внезапного отклонения α от нормального хода вряд ли вызывает сомнения, так как оно по величине превышает случайные флуктуации на кривой и по времени точно совпадает со всплеском радиоизлучения. После импульсного всплеска величина α снова уменьшилась и стала изменяться по тому же закону, как и до всплеска.

Аномальное изменение α (координаты центра источника) во время вспышки (всплеска) означает, что наряду с существующим локальным источником на диске в этой же активной области возник новый радиоисточник, ответственный за импульсный всплеск, и центр суммарного излучения от двух источников (локального и всплеска) не совпадал с центром локального источника; координата α увеличивалась. 29.VIII активная область, а следовательно, и радиоисточник находились в западной части диска. Поэтому увеличение α в данном случае указывает на то, что источник импульсного всплеска возник в северо-восточной части локального источника. Точное местоположение источника всплеска на диске мы не знаем, так как рассмотрение проводилось только по одной координате α , и, как уже было сказано, в максимуме запись была зашкалена. Однако анализ гелиографических координат центра локального источника, полученных при сканировании (N 19, W 50), и вспышки показал, что в той же части диска (по направлению от центра локального источника), где возник источник всплеска, находилась и солнечная вспышка, ответственная за этот импульсный всплеск.

На основании проведенного рассмотрения мы склонны заключить, что область генерации импульсного всплеска связана с областью самой вспышки. Это не означает, что свечение вспышки в линии H_{α} и всплеск радиоизлучения возникли точно в одном и том же месте на Солнце. Радиоизлучающая область могла располагаться и над областью свечения вспышки в H_{α} .

Отсутствие сдвига центра излучения источников во время всплесков типа медленного подъема и спада позволяет предполагать, что эта категория всплесков представляет собой дополнительное усиление радиоизлучения локальных источников во время вспышек. Однако не исключено, что указанное смещение не обнаружилось просто из-за малой интенсивности этих всплесков относительно излучения локальных источников. Для окончательных выводов необходимы дальнейшие исследования.

В заключение приносим благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы и П. П. Добронравину за полезные советы.
Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
2. В. Н. Иксанова. Изв. ГАО, 1960, 21, № 164, вып. 5, 62.
3. A. Tsuchiya, K. Nagane. Solar Physics, 1967, 1, 121.
4. Solar Geophysical Data, Boulder, Colorado, 1967, N 277.
5. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. об., 1967, 38, 141.
6. Солнечные данные, 1967, № 8.
7. Solar Geophysical Data, Boulder, Colorado, 1968, N 282.
8. Solar Geophysical Data, Boulder, Colorado, 1967, N 278.
9. U. V. G. Rao. Solar Physics, 1968, 4, 428.
10. Солнечные данные, 1966, № 3, 4.
11. Солнечные данные, 1967, № 9.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ РЕФЛЕКТОРА
РАДИОТЕЛЕСКОПА РТ-22 КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

Ю. Г. Мо н и н

Описывается метод измерений деформаций поверхности рефлектора радиотелескопа РТ-22. Представлены результаты измерений при различных углах наклона.

THE MEASUREMENT OF THE ELASTIC SURFACE DEFORMATIONS OF THE REFLECTOR RADIO TELESCOPE OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by Y. G. Monin.— The measurement method of the reflector surface deformations is described. The contours of the deflection at various inclination angles are presented.

Параметры антенны радиотелескопа (диаграмма направленности, эффективная площадь и др.) зависят от качества изготовления отражающей поверхности и различного рода деформаций. Деформации от собственного веса и температурные наиболее существенны, причем вторые значительно влияют на форму антенны лишь при неравномерном нагреве. Степень неравномерности нагрева конструкций рефлектора зависит от попадания на них прямой солнечной радиации, скорости и направления ветра. Суммарное действие указанных факторов применительно к конкретной конструкции рефлектора изучено недостаточно и подлежит дальнейшим теоретическим и экспериментальным исследованиям. Равномерный нагрев элементов рефлектора изменяет только фокусное расстояние, но не искажает формы параболоида и не нарушает совпадения облучателя с фокусом рефлектора, если все элементы рефлектора и опоры облучателя выполнены из материалов с одинаковым коэффициентом линейного расширения [1].

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на радиотелескопе РТ-22 [2] проведены измерения деформаций рефлектора от собственного веса. Деформации определялись по 120 реперам, расположенным на поверхности рефлектора по окружностям следующим образом:

Радиус, м	Число реперов	Радиус, м	Число реперов
11	28	7,0	16
10	16	5,5	16
8,5	28	3,5	16

На каждой окружности 16 реперов установлены на основных фермах каркаса рефлектора, а на окружностях радиуса 11 и 8,5 м — дополнительно между основными фермами (фиг. 1, а). Репер представляет собой отрезок миллиметровой линейки длиной 20 мм, укрепленный нормально к поверхности. Деформация точки определяется по перемещениям репера относительно перекрестий визирной трубы, установленной в вершине рефлекто-

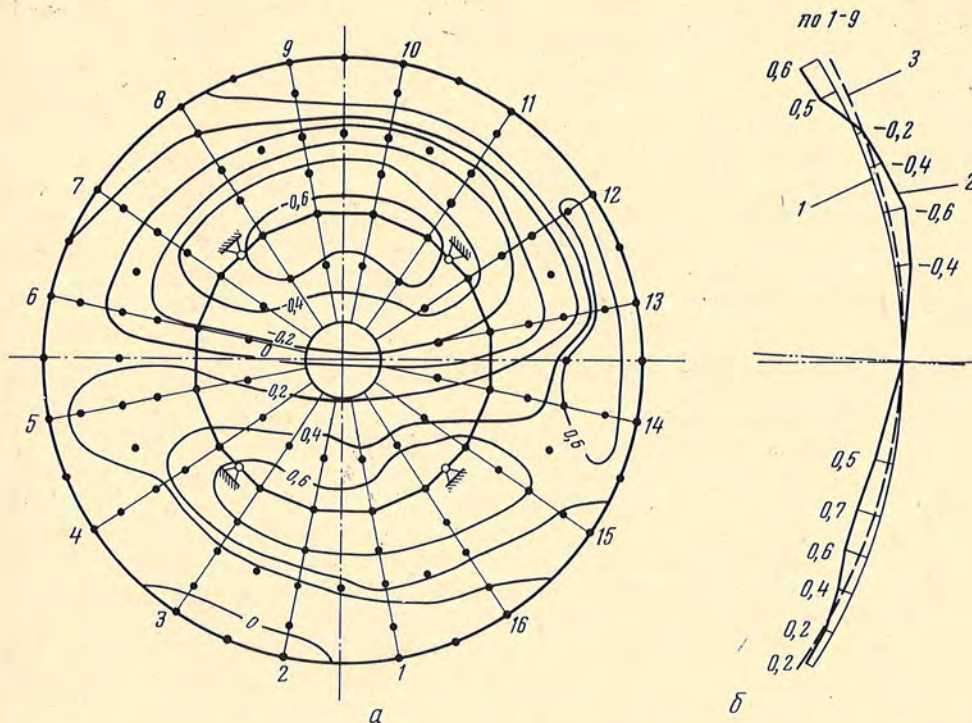


Рис. 1. Расположение реперов на поверхности рефлектора и деформации (а) и профиль поверхности в сечении 1—9 (б)

1 — теоретическое положение сечения; 2 — истинное положение; 3 — оптимальное положение. Угол места 30° , размеры в мм, измерения 1967 г.

ра. Визирная труба имеет свободное вращение вокруг геометрической оси параболоида и может фиксироваться относительно оси, перпендикулярной первой. В качестве визира применялась труба прецизионного нивелира НА-1 с плоскопараллельной пластинкой, дающая возможность снимать отсчет с реперов с точностью $0,05$ мм. Деформации узла установки и вращения визирной трубы контролировались с помощью второй трубы, неподвижно установленной вдоль оси вращения визира и направленной на реперную точку внутри горизонтальной оси рефлектора.

Методика измерения деформаций состоит в следующем. При направлении рефлектора в зенит визирная труба устанавливается в направлении измеряемого круга реперов и жестко фиксируется в осевой плоскости. Вращением трубы вокруг геометрической оси параболоида с каждого репера снимается начальный отсчет. Затем рефлектор переустанавливается и снимаются отсчеты при различных углах места (90° минус зенитное расстояние). По окончании замеров рефлектор возвращается в зенит, снимается контрольный начальный отсчет и визирная труба устанавливается в направлении следующего круга реперов. Замеры проводились через 15° при повороте рефлектора по углу места. Примененный метод позволил измерить относительную деформацию точек поверхности рефлектора непосредственно в линейных величинах. Погрешность метода не превышает 20% . Результаты измерения деформаций поверхности рефлектора даны на фиг. 2. Характер деформации в вертикальной плоскости для угла места 30° представлен на фиг. 1, б. Наименьшее искажение волнового фронта при наибольшем использовании отражающей поверхности создается оптимальной поверхностью, сечение которой несколько смещено от теоретического (рис. 1, б, кривая 1). Максимальные деформации частично компенсируются

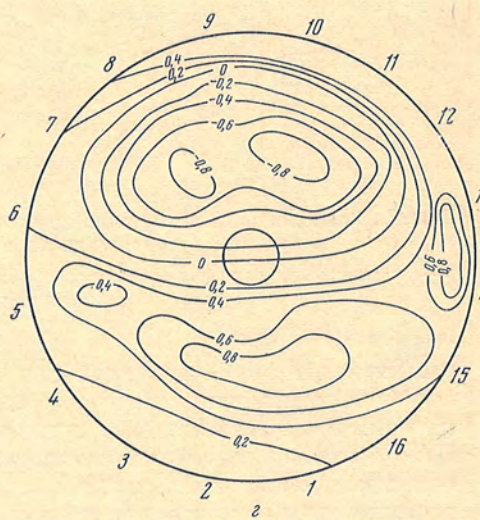
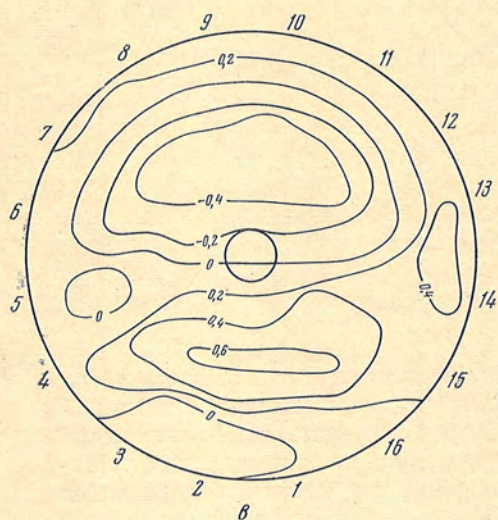
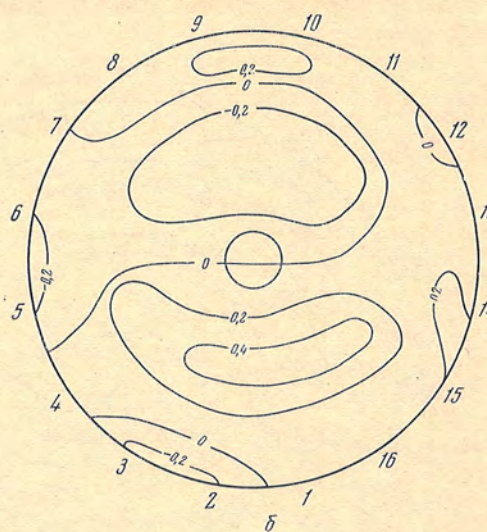
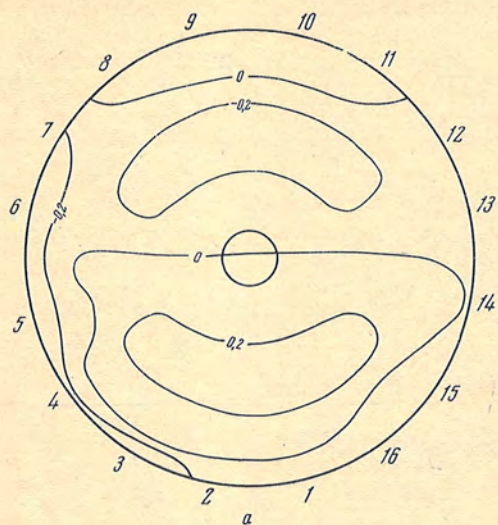
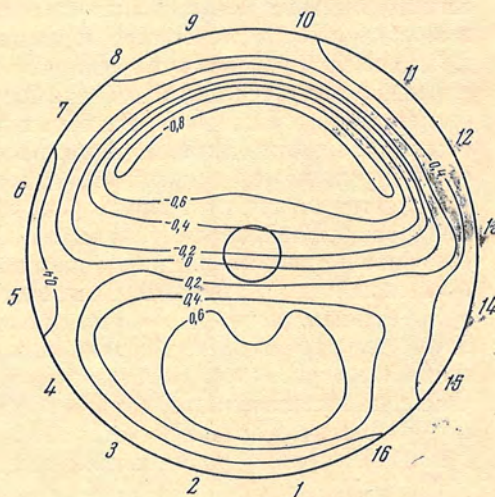


Рис. 2. Деформация поверхности рефлектора при различных углах места
азмеры в мм, измерения 1967 г. а — угол места 75°; б — 60°; в — 45°; г — 15°

Рис. 3. Деформация поверхности рефлектора

Угол места 30°, размеры в мм, измерения 1966 г.



общим поворотом оптимальной поверхности. При наибольших деформациях поверхности угол отклонения электрической оси не превышает 10 сек.

Измерения деформаций рефлектора радиотелескопа РТ-22 проводились в ноябре 1966 г. (рис. 3) и ноябре 1967 г. Отмечена идентичность характера прогибов при некотором уменьшении максимальных деформаций. Большая жесткость каркаса рефлектора со столь незначительными деформациями обеспечивает уверенную работу на волнах миллиметрового диапазона. Измеренные деформации рефлектора хорошо согласуются с определением эффективной площади антенны, полученной радиотехническими методами.

22 октября 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Труды ФИАН, 1965, 28.
2. В. Н. И в а н о в, И. Г. М о и с с е в, Ю. Г. М о н и н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 38.

О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД

А. А. Боярчук

На основании исследования относительных интенсивностей эмиссионных линий (табл. 1 и 2) найдено, что химический состав туманностей симбиотических звезд AG Dra, Z And, AX Per, CI Cyg, BF Cyg и MH_{α} 328-116 не отличается от химического состава планетарной туманности NGC 7027.

ON THE CHEMICAL COMPOSITION OF THE SYMBIOTIC STARS, by A. A. Boyarchuk. — From the investigation of the relative intensities of the emission lines (tables 1, 2) it is found that the chemical composition of the nebulae of the symbiotic stars AG Dra, Z And, AX Per, CI Cyg, BF Cyg and MH_{α} 328-116 does not differ from that of the planetary nebula NGC 7027.

В последнее время выяснилось, что между возрастом, пространственным распределением небесных объектов и их химическим составом существует определенная связь. Более старые звезды имеют в своих атмосферах меньшее содержание гелия и большее тяжелых элементов. Поэтому, зная химический состав исследуемых звезд, мы можем сделать некоторые заключения об их эволюционном пути. К сожалению, до сих пор химический состав симбиотических звезд практически не исследовался. Единственная работа [1] была посвящена Z And. Было найдено, что относительный химический состав туманности Z And не отличается существенно от химического состава солнечной атмосферы. Полученный результат был не очень точным, поскольку в то время мы располагали лишь весьма приближенными данными об условиях в туманности. Сейчас эти данные значительно уточнены. Кроме того, мы имеем возможность исследовать химический состав и других симбиотических звезд.

При анализе химического состава мы будем считать, что симбиотические звезды являются двойными, состоящими из холодного гиганта и горячего карлика, окруженных общей туманностью. Обоснование этой модели для разных звезд было сделано в [2—6]. Было показано, что в атмосфере холодного гиганта возникает спектр поглощения типа M и эмиссионные линии низкого возбуждения, такие, как Si I, Ca II, [Fe II], Fe II и др.

Из-за очень высокой температуры линии поглощения, которые возникают в атмосфере горячей компоненты, очень слабы и не видны в общем спектре симбиотической звезды. Только в случае AG Peg горячая компонента имеет очень сильные эмиссионные линии и ее спектральный класс соответствует WN 6 [2]. Эти линии сильно выделяются большой шириной среди других эмиссионных линий. Большинство наблюдаемых эмиссионных линий возникает в туманности.

Из сказанного следует, что мы не имеем возможности исследовать химический состав атмосферы горячей компоненты по наблюдаемым спектрам симбиотических звезд вследствие сильного влияния других компонент.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$				
		1960	1963	1964 сент.	1964 дек.	1965
6310	[S III] 3	-0,20				
5617	[Ca VII] 1	0,56				
5309	[Ca V] 1	0,32				
5007	[O III] 1		1,07	0,90	0,88	0,40
4861	H_{β}	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
4724	[Ne IV] 1					-0,18
4686	He II	1,90	1,75	1,79	1,90	1,98
4640	N III 2	0,55	0,87	0,63	0,73	0,55
4634	N III 2	0,18	0,56	0,31	0,35	0,08
4471	He I	0,52	0,60	0,53	0,66	0,50
4388	He I	0,30	0,62	0,40	0,51	0,19
4363	[O III] 2	0,49	0,88	0,82	0,91	0,94
4076	[S II] 1	-0,55	0,21	0,19		-0,42
3896	[Fe V] 1	-0,47				-0,03
3868	[Ne III] 1	0,34	{ 0,79 0,76	0,78	0,74	0,94
3760	O III 2	0,72		1,04	1,05	1,29
3759	[Fe VII] 3	0,68				
3736	O IV 6	-0,07				
3729	O IV 6	-0,15				
3725	O IV 6	-0,01				0,07
3587	[Fe VII] 3	0,77		0,66	0,73	1,18
3425	[Ne V] 1	1,83	1,09	1,67	1,47	1,96
Sp (хол. комп.)		M2 III				
A_{pg}		m				
$\lg n_e$		1,5				
y		7,6	7,1	7,3	7,5	7,6
		2,9	3,3	4,2	3,4	2,0

Хотя в суммарном спектре симбиотических звезд хорошо видны линии и полосы поглощения, мы все же не можем из-за влияния непрерывного спектра горячей компоненты и туманности исследовать химический состав атмосферы холодного гиганта количественными методами. Из того факта, что у всех известных симбиотических звезд холодные компоненты имеют спектральный класс M, а не S или C, можно сделать лишь качественный вывод, что химический состав атмосфер холодных компонент не отличается существенно от химического состава солнечной атмосферы. С другой стороны, многочисленность эмиссионных линий и развитые в последнее время методы анализа спектров эмиссионных объектов позволяют подробно исследовать химический состав туманности. Поэтому исследование химического состава симбиотических звезд будет заключаться в исследовании химического состава их туманностей.

В 1960—1966 гг. в Крымской астрофизической обсерватории были проведены спектрофотометрические наблюдения симбиотических звезд AG Dra [7], Z And [8], AX Per [4], CI Cyg [4], BF Cyg [4] и MH $_{\alpha}$ 328-116 [5], в результате которых были определены относительные интенсивности большого числа эмиссионных линий. Из этих работ были взяты данные о наблюдаемых относительных интенсивностях эмиссионных линий. Они приведены в табл. 1 для Z And и в табл. 2 для остальных звезд. В конце таблиц приве-

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						
		AG Dra	AX Per		CI Cyg	BF Cyg		$\frac{328-446}{M_{H\beta}}$
			1964	1965		1962	1964	
5007	[O III] 1			0,80		1,98	2,21	2,53
4861	H β	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
4740	[A IV] 1							-0,10
4686	He II	1,75	2,11	1,42	1,48	1,60	0,76	-0,47
4640	N III 2			0,21	0,34		0,51	0,14
4634	N III 2							-0,15
4471	He I	0,37	0,85	0,65	0,45	0,92	0,79	0,86
4388	He I	0,31		0,24	0,24		0,51	-0,04
4363	[O III] 2		1,30	0,32	0,37		1,35	1,91
4076	[S II] 1			0,19	-0,04		0,10	0,05
3868	[Ne III] 1			0,46	0,24	1,78	1,62	2,13
3760	[Fe VII] 3, O III 2		1,96	1,07	1,16		0,22	
3722	H $_{14}$, [S III] 2							0,67
3587	[Fe VII] 3			0,74	0,89			0,20
3425	[Ne V] 1	2,65	2,65	1,50	1,75			0,16
Sp (хол. комп.)		K3 III	M5 III	M5 III	M7 III	M5 III	M5 III	M
A_{pg}		m	m	m	m	m	m	m
$\lg n_e$		0,2	1,2	1,2	1,5	1,1	1,1	1,7
y		10	7,0	6,6	7,5	6,2	6,1	6,4
				8,4	1,5		4,9	1,8

дены данные о симбиотических звездах. Всюду было принято $T_e = 17\,000^\circ \text{K}$. Обоснование этого подробно изложено в [7]. Приводится также величина межзвездного поглощения A_{pg} .

Поскольку методы определения концентрации различных атомов и ионов несколько отличаются между собой, а также различна чувствительность интенсивностей линий к неоднородностям, рассмотрение удобнее вести отдельно для каждого элемента. Как отмечалось ранее [4, 8], степень ионизации в туманностях симбиотических звезд не оставалась постоянной в течение наших наблюдений. Поэтому целесообразно выполнить анализ химического состава отдельно для каждой серии наблюдений. Чтобы оценить влияние межзвездного поглощения на относительное содержание элементов, исследование Z And мы провели для двух случаев: $A_{pg} = 0^m0$ и $A_{pg} = 1^m5$.

Водород. Ранее [4, 5, 7, 8] было показано, что эквивалентные ширины водородных линий по отношению к континууму туманности в несколько раз меньше, чем следует из теории для мензеловского случая В. Это означает, что их наблюдаемые интенсивности отягощены самопоглощением. В табл. 1 и 2 приведены множители y , показывающие, во сколько раз ослаблены наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий водорода по сравнению с теоретическими значениями, если считать, что излучение в континууме $\lambda > 912 \text{ Å}$ имеет одинаковую интенсивность. Они взяты из [4, 5, 7, 8]. Легко понять, что, используя вместо наблюдаемой интенсивности $I_{H\beta}$ величину $yI_{H\beta}$, мы можем в случае симбиотических звезд применять методы, развитые для анализа спектров объектов, где водородные линии не отягощены самопоглощением.

Ясно, что при таком подходе мы будем рассматривать излучение водорода, возникающее во всей зоне Н II, т. е. в туманности, в атмосфере гиганта и т. д. Из-за сравнительно высокой плотности в атмосфере гиганта гелий, кислород, неон и др. будут находиться в нейтральном состоянии и не будут участвовать в образовании наблюдаемых линий. Поэтому их содержание, определяемое из наблюдений, будет относиться не ко всей зоне Н II, как в случае водорода, а лишь к ее части. Следовательно, определяемое таким способом относительное содержание водорода будет представлять собой верхнюю границу.

С другой стороны, при рассмотрении вида бальмеровского декремента в спектре Z And [8] было показано, что примерно 90% интенсивности линии H_{β} возникает в районе, где отсутствует самопоглощение в бальмеровских линиях. Можно предположить, что линии других высокоионизованных элементов возникают также в этом районе. Тогда при анализе химического состава следует использовать наблюдаемую интенсивность линии H_{β} . Очевидно, что в этом случае находимое относительное содержание водорода представляет собой нижнюю границу.

На основании исследований физических условий в различных симбиотических звездах, выполненных в [4, 5, 7, 8], можно заключить, что относительное содержание водорода, найденное вторым способом, будет ближе к действительному, чем относительное содержание водорода, найденное первым способом. Поэтому при анализе химического состава мы будем использовать наблюдаемые интенсивности линии H_{β} . Примем относительное содержание водорода за единицу. В этом случае величина u будет соответствовать его верхней границе.

Гелий. Рекомбинационный спектр гелия рассчитывался многими авторами. Здесь мы воспользуемся расчетами эффективных коэффициентов рекомбинаций, выполненных Ситоном [9, 10]. Используя эти расчеты, легко получить следующую формулу, определяющую относительную концентрацию атомов водорода и гелия:

$$\frac{N(\text{He I})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He III}) + N(\text{He II})}{N(\text{H II})} = \frac{0,13I_{4686} + 2,3I_{4471}}{I_{H_{\beta}}}. \quad (1)$$

Коэффициенты при интенсивностях линий очень слабо меняются с изменением электронной температуры. При изменении T_e от $2 \cdot 10^4$ до 10^4 °K коэффициент у первого члена возрастает на 6%, а у второго уменьшается на 13%. Атомами гелия в состоянии He I можно полностью пренебречь по сравнению с ионами He II и He III, если $I_{4686}/I_{4471} \geq 3,7$ [9]. Согласно табл. 1 и 2 во время наших наблюдений это неравенство выполнялось для всех звезд, кроме BF Суг и MN $_{\alpha}$ 328-116.

Выше было рассмотрено влияние большей оптической толщи на интенсивности водородных линий. Вследствие меньшей концентрации атомов He II на более высоких уровнях, при переходах между которыми возникают наблюдаемые линии, можно надеяться, что наблюдаемые линии He II не будут отягощены самопоглощением. Это подтверждается тем, что, как было показано в [3—5, 7], наблюдаемые относительные интенсивности линий He II неплохо согласуются с теоретическими. Можно считать, что первый член правой части формулы (1) дает правильную величину отношения $N(\text{He III})/N(\text{H II})$.

В случае линий нейтрального гелия ситуация намного сложнее. Согласно [3—5, 7] наблюдаемое отношение интенсивностей синглетных линий к триплетным в 3—5 раз больше, чем теоретическое, вычисленное для среды, прозрачной в субординатных линиях. Вероятно, расхождение вызвано самопоглощением в туманности. Поскольку довольно высоко расположенный уровень 2^3S является метастабильным, то триплетные линии будут подвержены самопоглощению сильнее, чем синглетные. При рассмотрении

Таблица 3

Элемент	1960 окт.		1963 г. сент.		1964 сент.		1964 дек.		1965 окт.	
	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m
A_p	0,0	1,5	0,0	1,5	0,0	1,5	0,0	1,5	0,0	1,5
ν	2,9	4,4	3,3	4,7	4,2	5,8	3,4	5,3	2,0	3,7
H	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
He III	0,103	0,107	0,073	0,076	0,081	0,085	0,103	0,108	0,122	0,128
He II _{гр}	0,084	0,099	0,092	0,105	0,089	0,099	0,105	0,120	0,073	0,084
He II _{синг}	0,102	0,080	0,185	0,154	0,090	0,075	0,140	0,107	0,117	0,075
He II _{ср}	0,087	0,089	0,122	0,122	0,083	0,085	0,116	0,116	0,088	0,081
He	0,190	0,196	0,195	0,198	0,164	0,170	0,219	0,224	0,210	0,209
N IV	2,7·10 ⁻³	2,9·10 ⁻³	5,6·10 ⁻³	6,0·10 ⁻³	3,4·10 ⁻³	3,6·10 ⁻³	4,1·10 ⁻³	4,4·10 ⁻³	2,5·10 ⁻³	2,7·10 ⁻³
O III*	1,4·10 ⁻⁵	1,8·10 ⁻⁵	2,1·10 ⁻⁵	2,8·10 ⁻⁵	2,3·10 ⁻⁵	2,8·10 ⁻⁵	3,2·10 ⁻⁵	4,2·10 ⁻⁵	3,9·10 ⁻⁵	5,1·10 ⁻⁵
O IV	1,2·10 ⁻³	1,5·10 ⁻³			1,7·10 ⁻³	2,1·10 ⁻³	1,6·10 ⁻³	1,9·10 ⁻³	1,5·10 ⁻³	1,9·10 ⁻³
O V	1,8·10 ⁻⁴	2,8·10 ⁻⁴							2,2·10 ⁻⁴	3,4·10 ⁻⁴
O	1,3·10 ⁻³	1,8·10 ⁻³			1,7·10 ⁻³	2,1·10 ⁻³	1,6·10 ⁻³	1,9·10 ⁻³	1,7·10 ⁻³	2,3·10 ⁻³
Ne III*	2,6·10 ⁻⁶	3,4·10 ⁻⁶			4,0·10 ⁻⁶	6,4·10 ⁻⁶	4,6·10 ⁻⁶	7,4·10 ⁻⁶	8,1·10 ⁻⁶	1,0·10 ⁻⁵
Ne V*	5,6·10 ⁻⁵	1,1·10 ⁻⁴			3,1·10 ⁻⁵	6,3·10 ⁻⁵	2,4·10 ⁻⁵	4,5·10 ⁻⁵	7,6·10 ⁻⁵	1,5·10 ⁻⁴
Ne	5,9·10 ⁻⁵	1,1·10 ⁻⁴	1,1·10 ⁻⁴	2,1·10 ⁻⁵	3,4·10 ⁻⁵	6,9·10 ⁻⁵	2,9·10 ⁻⁵	5,2·10 ⁻⁵	8,4·10 ⁻⁵	1,6·10 ⁻⁴
S II*	1,0·10 ⁻⁷	1,6·10 ⁻⁷	2,9·10 ⁻⁷	4,3·10 ⁻⁷	2,7·10 ⁻⁷	5,9·10 ⁻⁷			1,3·10 ⁻⁷	2,1·10 ⁻⁷
S III*	5,0·10 ⁻⁷	3,5·10 ⁻⁷								
S	6,0·10 ⁻⁷	5,1·10 ⁻⁷								

Таблица 4

Элемент	AX Per		CI Cyg	BF Cyg		AG Dra	MH α 328-116
	1934	1965	1964	1962	1964		
lg n_e	7	6,6	7,5	6,2	6,1	—	6,5
y	—	8,4	1,5		4,9	10	1,8
H	1	1	1	1	1	1	1
He III	0,17	0,036	0,040	0,052	0,008	0,073	$5 \cdot 10^{-4}$
He II _{тр}	0,18	0,11	0,071	0,20	0,15	0,108	0,19
He II _{синг}	—	0,09	0,17	—	0,09	0,063	0,19
He II _{ср}	$< 0,18$	0,10	0,11	0,20	0,13	0,093	0,19
He	$< 0,35$	0,14	0,15	0,25	$\geq 0,14$	0,166	0,19
N IV λ		$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$		$4,4 \cdot 10^{-3}$		$1,2 \cdot 10^{-3}$
O III*	$6,9 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$		$6,3 \cdot 10^{-5}$		$5,8 \cdot 10^{-4}$
O IV		$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$		$0,50 \cdot 10^{-3}$		
O		$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$		$0,56 \cdot 10^{-3}$		
Ne III*		$5,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$		$2,8 \cdot 10^{-4}$
Ne V*	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$7,8 \cdot 10^{-5}$				
Ne	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$		
S II*		$2,0 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$		$1,3 \cdot 10^{-7}$		$5 \cdot 10^{-7}$
S III*							$2,10^{-6}$
S							$2,5 \cdot 10^{-6}$

водородных линий мы отмечали, что зона H II является неоднородной. По-видимому, это также справедливо и для зоны He II. Мы предположим, что, как и в случае водорода, излучение линий, наиболее подверженных влиянию самопоглощения, т. е. триплетных, приходит в основном из тех районов, где самопоглощение отсутствует. В этом случае второй член формулы (3.3) дает нам величину отношения N (He II)/ N (H II). Результаты вычислений (He II_{тр}) приведены в табл. 3 и 4. В случае AG Dra использована интенсивность линии $\lambda 4026$ He I. Поскольку эффекты самопоглощения для линий водорода сильнее, чем для линий He I, то ясно, что найденные значения будут представлять собой верхнюю границу величин N (He II)/ N (H II).

С другой стороны, мы можем предположить, что синглетные линии He I не отягощены самопоглощением и возникают во всей зоне H II. Тогда относительное содержание ионов He II будет определяться формулой

$$\frac{N(\text{He II})}{N(\text{H II})} = 14,5 \frac{I_{4388}}{yI_{\text{H}\beta}}. \quad (2)$$

Результаты (He II_{синг}) приведены в табл. 3 и 4. Поскольку потенциал ионизации He I больше, чем H I, то, вероятно, синглетные линии He I возникают не во всей зоне H II. Кроме того, возможно, что синглетные линии не совсем свободны от самопоглощения. Поэтому величины He I_{синг} в принципе следует рассматривать как нижнюю границу отношения N (He II)/ N (H II). Однако величина y в формуле (2) определяется не очень уверенно и может содержать ошибку порядка множителя 2 [8]. Кроме того, небольшие ошибки в наблюдаемых относительных интенсивностях линий, 10—20% (линии имеют сравнимые интенсивности и близкие длины волн), также влияют на величину N (He II)/ N (H II). Все это приводит к тому, что иногда величина, которая из-за неоднородностей туманности должна быть нижней границей, оказывается больше величины, которая должна быть верхней границей. Поэтому мы усреднили относительные содержания He II,

определяемые по триплетным и синглетным линиям He I. При этом мы придавали половинный вес определениям по синглетным линиям, так как величина u может содержать значительную ошибку.

Поскольку во время наших наблюдений существенно менялись условия в туманностях, то, рассматривая табл. 3 и 4, можно заключить, что средняя величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ определена с точностью до 0,05. Таким образом, можно считать, что относительное содержание водорода и гелия в туманностях симбиотических звезд не отличается заметно от солнечного.

Азот. В спектрах симбиотических звезд наблюдаются лишь линии дважды ионизованного азота. Это означает, что мы можем определить только нижнюю границу концентрации атомов азота. Рекомбинационный спектр N III был рассчитан А. А. Никитиным [11]. На основании этих расчетов можно написать следующее равенство для определения относительного содержания ионов N IV:

$$\frac{N(\text{N IV})}{N(\text{N II})} = 0,053 \frac{I_{4640} + I_{4634} + I_{4641}}{I_{\text{H}\beta}}. \quad (3)$$

Численные коэффициенты приведены для $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$. Они очень слабо зависят от T_e .

Результаты вычислений представлены в табл. 3 и 4. Рассмотрим другие состояния ионизации азота. Линия $\lambda 5754$ [N II] имеет такую же вероятность перехода, как и линия $\lambda 4363$ [O III]. Поэтому отсутствие в спектрах симбиотических звезд линии $\lambda 5754$ [N II] означает, что лишь незначительное число атомов азота находится в состоянии N II. Далее, в спектрах симбиотических звезд не удалось обнаружить ни одной разрешенной линии N II, т. е. и в состоянии N III находится небольшая часть атомов азота. Это подтверждается тем, что флуоресцентный механизм возбуждения линии N III не играет существенной роли.

Из сравнения данных табл. 3 и работы [3] следует, что в случае Z And относительное содержание N IV падает с ростом температуры источника возбуждения. Исключение составляет лишь 1962 г., когда данные наблюдений были не очень точны. Отсюда также следует, что в состоянии ионизации ниже, чем N IV, содержится небольшая часть атомов азота.

С другой стороны, N IV имеет потенциал ионизации 77,45 эв, что практически совпадает с потенциалом ионизации O IV 77,32 эв. Поэтому по аналогии с атомами кислорода (см. ниже) можно заключить, что доля атомов азота в состоянии N IV также невелика.

Таким образом, можно надеяться, что, хотя величина $N(\text{N IV})/N(\text{N II})$ является нижней границей отношения $N(\text{N})/N(\text{H})$, различие между ними невелико. В качестве окончательной величины $N(\text{N})/N(\text{H})$ для Z And взято среднее для 1963—1964 гг., поскольку в то время содержание N V было минимальным.

Кислород. В спектрах симбиотических звезд кислород представлен линиями [O III] и O III, а в случае Z And и O IV. Это дает возможность определить непосредственно относительное содержание ионов O III, O IV и O V.

Рассмотрим запрещенные линии [O III]. Будем считать, что во время наших наблюдений туманности симбиотических звезд имели электронную температуру $T_e = 17\,000^\circ \text{K}$ и электронную плотность согласно данным табл. 1 и 2. Зная величины n_e и T_e и используя относительные интенсивности линий [O III] и $\text{H}\beta$, мы можем на основании рис. 12 и 13 работы [12] определить отношение $N(\text{O III})/N(\text{H II})$.

Рекомбинационный спектр O III был рассчитан Беджессом и Ситонем [13]. Они также рассчитали относительные интенсивности линий O III, возбуждаемые с основного уровня резонансным излучением He III α . Из сравнения относительных интенсивностей линий различных элементов

можно определить, какая доля наблюдаемой интенсивности линий возникает вследствие рекомбинаций ионов O IV.

На основании расчетов Беджесса и Ситона [13] можно написать следующее выражение:

$$\frac{N(\text{O IV})}{N(\text{H II})} = 3,1 \cdot 10^{-2} \frac{I_{3760}}{I_{\text{H}\beta}} R, \quad (4)$$

где $R = I_{\text{рек}} / (I_{\text{рек}} + I_{\text{флуор}})$ — для интенсивности линии, возникающая вследствие рекомбинаций иона O IV. Эта линия выбрана для анализа, потому что она меньше других подвержена влиянию селективного возбуждения резонансной линией He II. В случае Z And для 1960 г. найдено, что $R = 0,70$. Будем предполагать, что величина R в последующие годы не изменилась и что другие звезды имеют также $R \approx 0,7$. Учитывая это, мы выполнили расчеты по формуле (4), результаты которых даны в табл. 3 и 4. Поскольку почти во всех спектрах линия $\lambda 3760$ O III блендируется с линией $\lambda 3759$ [Fe VII], то мы предварительно освободили ее от блендирования. При этом мы предполагали, что соотношение между линиями одного и того же иона $\lambda 3759$ [Fe VII] и $\lambda 3587$ [Fe VII] постоянно и равно наблюдаемому в 1960 г. в спектре Z And.

Для определения относительного содержания ионов можно написать равенство [13]

$$\frac{N(\text{O V})}{N(\text{H II})} = 0,7 \cdot 10^{-2} I_6 / I_{\text{H}\beta}. \quad (5)$$

Здесь I_6 означает суммарную интенсивность всех линий шестого мультиплета O VI. Все эти линии довольно слабы, и их удалось измерить только на высокодисперсионных спектрограммах Z And, полученных в 1960 г. На спектрограммах Z And 1965 г. удалось измерить лишь линию $\lambda 3725$ O IV. Для подсчета интенсивности всех линий мультиплета мы предположили, что их относительные интенсивности в 1960 и 1965 гг. были одинаковы. Отсутствие линий O IV на спектрограммах Z And 1962, 1963 и 1964 гг., возможно, является следствием более низкой температуры источника возбуждения в это время по сравнению с 1960 и 1965 гг. (см. [3]).

Из полученных результатов видно, что в туманностях симбиотических звезд атомы кислорода находятся в основном в состоянии O IV.

Мы определили относительное содержание кислорода как сумму относительных содержаний наблюдаемых ионов кислорода. Результаты приведены в табл. 3 и 4.

Неон. В спектрах симбиотических звезд наблюдаются запрещенные линии [Ne V] и [Ne III]. На спектрограммах Z And, полученных в 1965 г., наблюдается слабая линия $\lambda 4724$ [Ne IV]. Как и в случае [O III], мы воспользуемся рис. 20 и 21 работы [12]. Результаты приведены в табл. 3 и 4. Там же приведено полное содержание неона.

Сера. В спектрах большинства звезд она представлена лишь линиями [S II], и только в спектре Z And и MH_α 328-116 наблюдаются линии [S III]. Для определения содержания S II и S III мы использовали рис. 15 и 17 работы [12] соответственно. В случае MH_α 328-116 ситуация несколько сложнее. Линия $\lambda 3722$ [S III] блендируется с линией H₁₄. Вклад линии $\lambda 3722$ [S III] в эту бленду был найден, исходя из предположения, что ход бальмеровского декремента должен быть плавным. Так как линии $\lambda 3722$ [S III] и $\lambda 9069$ [S III] имеют общий верхний уровень, то их относительные интенсивности будут определяться лишь вероятностями переходов, т. е. всегда будет иметь место равенство $I_{9069} = 33,8 I_{3722}$. Используя это, мы определим относительное содержание S III по рис. 16 работы [12].

Величины относительного содержания неона и серы, приведенные в табл. 3 и 4, являются нижними границами, поскольку мы не рассматривали другие состояния ионизации этих элементов.

Из-за отсутствия необходимых физических констант нам не удалось использовать для определения химического состава линии таких ионов, как [Ca VII], [Fe VI], [Fe VII] и др.

Определения химического состава Z And были сделаны для двух случаев: а) без учета влияния межзвездного поглощения на относительные интенсивности эмиссионных линий и б) с учетом этого влияния. Сравнение результатов говорит о том, что учет межзвездного поглощения мало влияет на окончательный результат. Лишь в случае Ne различие достигает двух раз. Поэтому можно считать, что наши не очень уверенные данные о величине межзвездного поглощения до исследуемых звезд не будут являться источником серьезных ошибок в относительном содержании ионов. В дальнейшем мы будем использовать результаты, полученные с учетом влияния межзвездного поглощения.

Определение относительного содержания ионов в туманностях трех симбиотических звезд (Z And, AX Per и BF Cyg) было выполнено отдельно для различных серий наблюдений, когда условия в туманности и температура возбуждающей звезды заметно отличаются. Сопоставление результатов (табл. 3 и 4) дает возможность оценить в какой-то мере точность определения химического состава.

При выведении среднего химического состава из определений отдельных серий мы учитывали в первую очередь точность определения относительных интенсивностей линий. По этой причине были взяты наблюдения AX Per 1964 г. и BF Cyg 1962 г. с половинным весом, а определения Ne II в AX Per 1964 г. вообще были отброшены. Для Z And мы принимали во внимание тот факт, что при различных условиях возбуждения разные степени ионизации могут иметь большинство атомов рассматриваемого элемента.

Результаты проведенного усреднения собраны в табл. 5. Там же] для сравнения приведено относительное содержание некоторых ионов в планетарной туманности NGC 7027, определенное тем же самым способом на основании интенсивностей линий, опубликованных в [14] и исправленных за межзвездное поглощение [15]. Ее химический состав близок к солнечному. Наблюдаются лишь небольшие отклонения в отдельных случаях, например для азота. Эти отклонения могут быть обусловлены различием методики анализа эмиссионного и абсорбционного спектров, и пока неясно, стоит ли придавать им физическое значение.

Таблица 5

Элемент	AG Drg	Z And	AX Per	CI Cyg	BF Cyg	MH ₂ 328-116	NGC 7027
у	10	3,1	8,4	1,5	4,9	1,8	1
H	1	1	1	1	1	1	1
He III	0,073	0,107	0,05	0,040	0,018	$5 \cdot 10^{-4}$	0,061
He II	0,093	0,089	0,10	0,11	0,13	0,19	0,121
He	0,166	0,198	0,15	0,15	$\geq 0,14$	0,19	0,182
N IV		$5,5 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$
O III*		$1,8 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
O IV		$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$		$0,7 \cdot 10^{-3}$
O V		$2 \cdot 10^{-4}$					
O		$1,7 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$> 0,6 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Ne III*		$3,4 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
Ne IV*		$1,1 \cdot 10^{-4}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$7,8 \cdot 10^{-5}$			$4,2 \cdot 10^{-5}$
Ne		$1,1 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$\geq 1,8 \cdot 10^{-5}$	$\geq 2,8 \cdot 10^{-4}$	$8,2 \cdot 10^{-5}$
S II*		$1,6 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$
S III*		$3,5 \cdot 10^{-7}$				$2 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
S		$5,1 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$

Из табл. 5 следует, что химический состав туманностей симбиотических звезд не отличается существенно от химического состава планетарных туманностей. В случае гелия, имеющего огромное космогоническое значение, различия не превышают 25%. Содержание азота определено лишь для иона N IV. Поэтому имеющиеся различия в три раза, кроме ошибок наблюдений, могут быть вызваны еще различиями в степени ионизации. Содержание кислорода определяется более уверенно. В случае Z And, AX Per, CI Cyg оно несильно отличается от содержания кислорода в NGC 7027. В случае BF Cyg и MN_α 328-116, когда наблюдения менее уверенные, различия достигают двух раз. Заметно большие различия имеют место для неона и серы. Но, вероятно, эти различия не отражают реальной разницы в химическом составе. Из табл. 5 видно, что относительное содержание ионов в туманностях симбиотических звезд, найденное по интенсивностям запрещенных линий (в табл. 5 отмечено звездочкой), всегда существенно меньше, чем в NGC 7027, в то время как относительные содержания ионов, полученные на основании разрешенных линий, довольно близки друг к другу.

Можно предложить следующее объяснение этому факту. Предположим, что туманность симбиотической звезды имеет некоторую неоднородность в распределении электронной плотности и температуры. Это приведет к тому, что различные линии будут возникать в разных местах оболочки. Так, разрешенные линии будут в основном возникать в местах с большей электронной плотностью, а запрещенные линии — в местах с меньшей электронной плотностью. Поскольку запрещенные линии возбуждаются электронным ударом, то в области их свечения электронная температура будет ниже, чем в других областях. Таким образом, более плотные части туманности будут и более горячими.

При определении электронной плотности в туманностях симбиотических звезд по интенсивностям линий [O III] была использована электронная температура, определенная в основном из анализа непрерывного спектра. Очевидно, в области свечения [O III] температура будет ниже, и использование завышенного значения температуры приведет к занижению величины электронной плотности и, следовательно, к занижению концентрации ионов, определяемой по интенсивностям запрещенных линий. Если мы предположим, что относительное содержание различных ионов, например, в туманности Z And такое же, как и у NGC 7027, то из сопоставления данных табл. 5 и соответствующих рисунков работы [12] следует, что в этом случае туманность Z And должна иметь электронную плотность $n_e = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и электронную температуру $T_e = 12\,000^\circ \text{ K}$, т. е. вполне допустимые величины. Аналогичная ситуация имеет место и для других исследуемых звезд.

Таким образом, можно сделать вывод, что не имеется существенного различия между химическими составами туманностей симбиотических звезд и планетарных туманностей. Химический состав атмосферы холодного гиганта, по-видимому, в основном близок к химическому составу солнечной атмосферы. Полученные данные о химическом составе симбиотических звезд, хорошо согласуются с высказанным ранее [3] предположением, что симбиотические звезды представляют собой определенный этап в эволюции нетесной двойной звезды, когда одна из компонент достигла эволюционной стадии ядра планетарной туманности, а другая еще находится в стадии красного гиганта.

Декабрь 1968 г.

Литература

1. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 186.
2. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1967, 44, 12.
3. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1967, 49, 1016.
4. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 124.
5. А. А. Боярчук. Астрофизика, 1968, 4, 291.
6. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1966, 43, 976.
7. А. А. Боярчук. Астрофизика, 1966, 2, 101.
8. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 155.
9. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 120, 326.
10. M. J. Seaton. Труды симп. «Планетарные туманности», 1967.
11. А. А. Никитин. Вестник ЛГУ, 1963, № 1, 124.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 147.
13. A. Burgess, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 121, 76.
14. L. H. Aller, I. S. Bowen, O. C. Wilson. Astrophys. J., 1963, 138, 1013.
15. C. R. O'Dell. Astrophys. J., 1963, 138, 1018.

ТРЕХЦВЕТНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ Z And
В 1962—1967 ГОДАХ

Т. С. Белякина

В течение 1964—1967 гг. выполнены фотоэлектрические наблюдения Z And в трех цветах системы, близкой к *UBV*. Построена сводная кривая блеска в инструментальной системе для периода с 1962 по 1967 г.

Отмечены значительные одновременные колебания блеска Z And во всех наблюдаемых участках спектра; амплитуда колебаний в желтых лучах 2^m1 , в синих 2^m6 , в ультрафиолете 2^m7 . Максимальное значение блеска в системе $V8^m76$ зарегистрировано в декабре 1962 г., минимальное в той же системе, равное 10^m87 , — в сентябре 1967 г.

Проведено сопоставление между изменением блеска Z And в желтых лучах и соответствующим ее смещением на двухцветной диаграмме.

Установлено, что до J. D. 2438975 наибольшее изменение испытывало излучение в желтой и синей областях спектра, с J. D. 2438998 и до конца наблюдений — ультрафиолетовое излучение.

Построены треки Z And на двухцветной диаграмме в системе *UBV*. Качественно установлено, что фотоэлектрические наблюдения находятся в хорошем согласии с гипотезой о сложном строении Z And (M2 III + горячая звезда + газ) [12].

Блеск холодной компоненты в период наблюдений, по-видимому, не испытывал значительных колебаний. Вычислено, что блеск холодного гиганта без учета межзвездного поглощения в желтых лучах равен 11^m0 , блеск горячей компоненты в минимуме около 14^m . Грубая оценка амплитуды вспышки горячей компоненты в желтых лучах дает 5^m .

THREE-COLOUR PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF Z AND FROM 1962 TO 1967, by T. S. Beljakina. — During 1964—1967 three-colour photoelectric observations of Z And were carried out in the system similar to *UBV*. For the period from 1962 to 1967 a composite photoelectric light curve was constructed in the instrumental system.

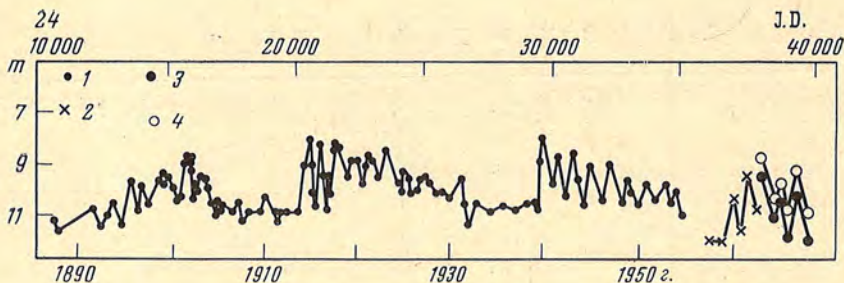
The considerable synchronous light variations of Z And have been noted; the amplitude of light variations is 2^m1 for yellow light, 2^m6 for the blue and 2^m7 for the ultraviolet.

Light variations of Z And in yellow light are compared to its corresponding displacements on a two-colour diagram.

From the beginning of our observations up to J. D. 2438975 the yellow and blue region radiation of the spectrum was subjected to larger variations than the ultraviolet while from J. D. 2438998 to the end of our observations the latter showed the largest ones.

It is determined qualitatively that photoelectric observations are in good agreement with the hypothesis of the composite construction of Z And (M2 III + hot star + gas). Probably, the luminosity of a cold component hadn't any considerable variations. The rough estimation of the hot component amplitude is 5^m in yellow light. It is calculated that the luminosity of a cold component without interstellar absorption is 11^m0 in yellow light, that of a hot component in minimum is about 14^m .

Z And является типичным и наиболее изученным представителем группы новоподобных звезд, названных так потому, что их кривые блеска по виду напоминают кривые блеска новых. Иногда эти же звезды называются симбиотическими, так как в их спектрах сочетаются черты, присущие холодному гиганту и сильно возбужденной туманности.



Фиг. 1. Кривая блеска Z And

1 — данные [1]; 2 — данные [2]; 3 — фотоэлектрические наблюдения в синем фильтре [3]; 4 — фотоэлектрические наблюдения в желтом фильтре [3]

Переменность Z And открыта в 1901 г. С того времени ее много изучали и фотометристы, и спектроскописты.

Фотометрические исследования показали, что у Z And наблюдаются периоды повышенной активности длительностью 10—15 лет и периоды относительного покоя. В периоды повышенной активности блеск звезды возрастает примерно на 3^m и затем падает с повторными всплесками уменьшающейся амплитуды. Эти особенности изменения блеска Z And наглядно представлены на фиг. 1, где приведена сводная кривая блеска в фотографических лучах, построенная по наблюдениям нескольких авторов [1—3]. Сопоставление фотографических и фотовизуальных наблюдений свидетельствует о значительных изменениях показателей цвета. При увеличении блеска Z And становится более голубой, при ослаблении — краснеет [4]. До 1962 г. Z And фотоэлектрически, по-видимому, не наблюдалась, хотя построение точной кривой блеска в данном случае представляло несомненный интерес. Поэтому в 1962 г. в Крымской обсерватории были начаты регулярные фотоэлектрические наблюдения этой звезды.

Наблюдения проводились на зеркально-линзовом телескопе с диаметром мениска 64 см и фокусным расстоянием около 10 м [3]. Аппаратура и методика наблюдений подробно описаны в [5]. Следует отметить, что цветовая инструментальная система близка к системе *UBV*.

Во время наших наблюдений блеск Z And испытывал значительные изменения. Поэтому использовались две звезды сравнения: стандарт 4 — $+48^{\circ}4090$ ($V = 9^m01$, $B - V = +0^m48$, $U - B = -0^m06$) и стандарт 6 — $+48^{\circ}4088$ ($V = 10^m62$, $B - V = +0^m64$, $U - B = +0^m15$). Основная масса измерений получена со стандартом 4. Для сведения воедино наблюдений, полученных с разными звездами сравнения, сделана уверенная привязка стандарта 6 к стандарту 4. Это в свою очередь, позволило определить точность наших измерений. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения блеска в желтых лучах $\varepsilon_{\Delta m_{ж}} = \pm 0^m01$, сине-желтого цвета $\varepsilon_{\Delta c_{жк}} = \pm 0^m02$, сине-фиолетового цвета $\varepsilon_{\Delta c_{сф}} = \pm 0^m03$.

Из спектральных исследований известно, что в спектре Z And видны сильные эмиссионные линии. В нашем распоряжении были измеренные эквивалентные ширины этих линий и распределение энергии в непрерывном спектре [6]. Это позволило вычислить эффект ярких полос для системы *UBV*, поскольку кривые реакции нашей системы не определялись. Кривые реакции для системы *UBV* взяты из [7]. Вычисления велись по формуле, выведенной Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [8]. Если m — блеск звезды в какой-либо цветовой системе, m^* — блеск звезды в этой же системе, но освобожденный от эмиссионных линий, то

$$m^* - m = 2,5 \lg \frac{\sum p_{\lambda} W_{\lambda} + L}{L},$$

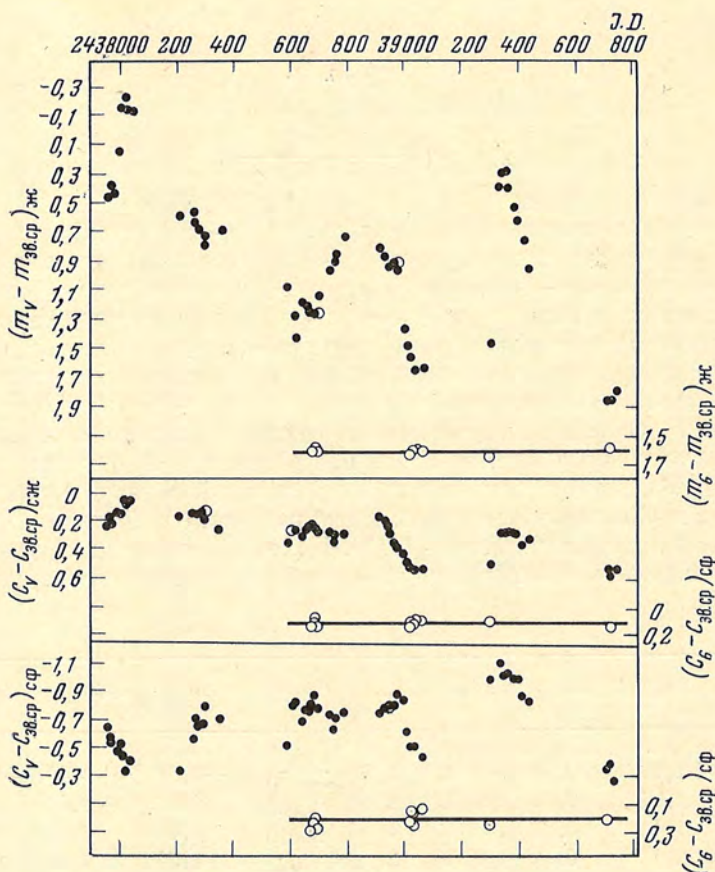
$$L = \int_0^{\infty} p_{\lambda} d\lambda,$$

$$p_{\lambda} = \frac{\varepsilon(\lambda) \varphi(\lambda) \psi(\lambda)}{[\varepsilon(\lambda) \varphi(\lambda) \psi(\lambda)]_{\text{макс}}},$$

где W_{λ} — эквивалентная ширина полосы, $\varepsilon(\lambda)$ — функция распределения энергии в непрерывном спектре, $\varphi(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения — фотоумножитель с фильтром, $\psi(\lambda)$ — коэффициент пропускания оптики, p_{λ} и L — соответственно монохроматический и интегральный действующие потоки лучистой энергии, относящиеся к излучению в непрерывном спектре звезды и выраженные в относительных единицах. В результате вычислений получено $\Delta V = -0^m02$, $\Delta B = -0^m14$, $\Delta U = -0^m25$. Отсюда следует, что эффектом ярких полос пренебрегать нельзя. Поэтому публикуемые здесь наблюдения Z And не переведены в систему UBV . Однако в некоторых случаях такой перевод необходим, например при грубом сравнении наших наблюдений с наблюдениями других авторов, выполненных в системе UBV . Исходя из величин эффекта ярких полос можно думать, что в этом случае ошибки в цветах будут вряд ли больше, чем 0^m1 .

J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta C_{\text{сж}}$	$\Delta C_{\text{сф}}$	n	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta C_{\text{сж}}$	$\Delta C_{\text{сф}}$	n
2438589	m +1,09	m +0,36	m -0,62	1	2438976	m +0,99	m +0,40	m -0,86	2
614	1,27	0,26	0,80	1	998	1,36	0,42	0,84	3
619	1,42	0,26	0,83:	1	39010	1,48	0,49	0,62	2
643	1,18	0,32	0,70	2	023	1,54	0,52	0,49	2
645	1,18	0,28	0,67	1	024	1,56	0,49	0,54	2
654	1,22	0,25	0,78	2	025	1,55	0,52	0,41	1
655	1,20	0,27	0,77	2	026	1,60	0,54	0,56	2
666	1,27	0,24	0,78	9	028	1,61	0,53	0,56	2
667	1,23	0,25	0,76	14	034	1,65	0,54	0,52	3
676	1,26	0,22	0,81	1	065	1,64	0,54	0,44	3
681	1,28	0,24	0,87	7	302	1,43	0,30	0,99	3
684	1,26	0,26	0,88	14	328	0,38*	—	—	2
687	1,23	0,26	0,87	2	335	0,27	0,28	1,09	2
699	1,14	0,27	0,78	7	336	0,28	0,26	1,10	2
741	0,97	0,28	0,75	2	348	0,28	0,27	1,02	2
742	0,96	0,28	0,73	2	358	0,39	0,27	1,03	2
756:	0,90	0,35	0,63	1	377	0,49	0,26	1,01	2
760	0,85	0,29	0,72	1	380	0,52	0,26	0,99	2
792	0,72	0,29	0,75	1	383	0,52	0,28	0,99	7
916	0,80	0,17	0,75	2	384	0,52	0,28	1,00	6
936	0,84	0,20	0,80	2	391	0,61	0,28	0,99	4
937:	0,88	0,21	0,78	1	411	0,71	0,35	0,89	3
941	0,93	0,21	0,78	2	412	0,72	0,34	0,91	3
943	0,93	0,25	0,86	3	416	0,76	0,36	0,88	3
944	0,96	0,23	0,80	2	419:	0,79	0,38	0,82	2
945	0,92	0,23	0,71	1	435	0,96	0,32	0,83	2
951	0,91	0,28	0,81	1	710:	1,87	0,50	0,19	1
966	0,90	0,34	0,81	2	713	1,84	0,57	0,38	2
969	0,92	0,35	0,80	3	718	1,85	0,58	0,45	2
973	0,93	0,37	0,89	2	739:	1,80	0,54	0,27	1

* Получена на рефлекторе АЗТ-8 (Сименз).



Фиг. 2. Изменение блеска в желтых лучах, сине-желтого и сине-фиолетового цветов Z And в 1962—1967 гг.

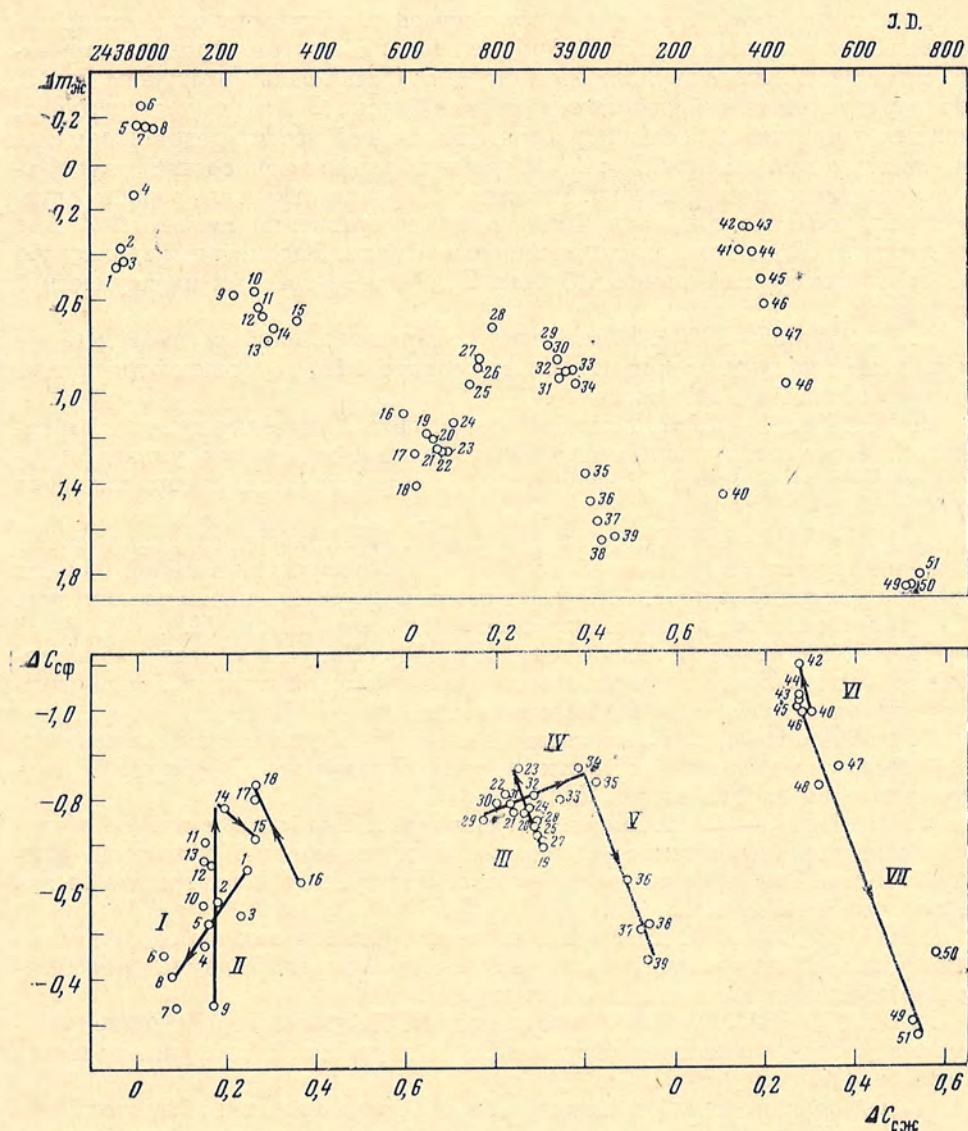
В таблице приведены результаты наблюдений Z And в инструментальной системе, которая связана с системой UBV следующими соотношениями [5]:

$$\Delta V = \Delta m_{ж}, \quad \Delta(B - V) = 1,06 \Delta C_{сж}, \quad \Delta(U - B) = 1,05 \Delta C_{сф}.$$

В первом столбце таблицы указана юлианская дата наблюдения, во втором — средний блеск переменной в желтых лучах за ночь по отношению к звезде сравнения 4, в третьем и четвертом — средние сине-желтый и сине-фиолетовый цвета Z And за ночь по отношению к той же звезде сравнения, в пятом — число наблюдений, вошедших в осреднение.

На фиг. 2 изображены кривая блеска Z And в желтых лучах и кривые изменения сине-желтого и сине-фиолетового цветов. Для построения этих кривых использованы сведенные в единую цветовую систему наши наблюдения, часть которых уже опубликована в [3], а остальные представлены в таблице, приведенной выше. При построении фиг. 2 наблюдения, близкие по времени, усреднялись.

Из рассмотрения фиг. 1 видно, что наши наблюдения охватывают часть периода активности Z And, начавшегося в 1959 г. Следует отметить, что кривая блеска для этого периода активности напоминает кривую блеска периода активности 1895 г. Для обоих этих периодов характерно достижение максимального блеска не в начале периода, как это наблюдалось в 1915 и 1939 гг., а около середины.



Фиг. 3. Сопоставление изменений блеска Z And в желтых лучах и соответствующих смещений на двцветной диаграмме

Рассмотрение фиг. 2 показывает, что блеск Z And претерпевал одновременные значительные колебания во всех наблюдавшихся нами участках спектра. Амплитуда колебаний блеска в желтых лучах $2^m 1$, в синих $2^m 6$, в ультрафиолете $2^m 7$. Наибольшее значение блеска в системе V, равное $8^m 76$, отмечено в декабре 1962 г. (J.D. 2438013), наименьшее значение в этой же системе, равное $10^m 87$, — в сентябре 1967 г. (J.D. 2439718). Следует отметить, что с декабря 1962 г. блеск Z And уменьшался, но это уменьшение происходило волнообразно.

Нами отмечено два всплеска: один в интервале J. D. 2438700—39100, другой в интервале J. D. 2438360—620. Форма всплесков различная. Если первый всплеск имеет достаточно пологие восходящую и нисходящую ветви, то у второго восходящая ветвь крутая (скорость нарастания блеска в желтых лучах $1^m 2$ за 40 дней), а нисходящая более пологая.

Для наглядного представления поведения излучения во всех исследованных участках спектра Z And все наши наблюдения проанализированы с помощью метода двуцветных диаграмм. С этой целью построена фиг. 3. На верхней части ее изображена кривая блеска Z And в желтых лучах, каждая точка которой занумерована. На нижней части представлены три двуцветные диаграммы $\Delta C_{\text{ск}}$; $\Delta C_{\text{сф}}$, где нумерация точек соответствует нумерации точек кривой блеска. Римскими цифрами отмечены хорошо определенные по значительному числу точек направления смещений Z And на двуцветной диаграмме, так называемые треки. Рассмотрим, существуют ли связь между изменениями блеска Z And и ее треками на двуцветной диаграмме.

J. D. 2437955—38034. Блеск звезды возрастает, наибольшее изменение испытывает излучение в синей области спектра. На двуцветной диаграмме звезда смещается влево вниз (I).

J. D. 2438211—38297. Блеск звезды падает. Излучения в желтой и синей областях спектра испытывают значительные изменения, ультрафиолетовое почти не меняется. На двуцветной диаграмме звезда смещается вверх (II).

J. D. 2438644—684. Блеск звезды падает. Наибольшее изменение испытывает излучение в желтой области спектра. Излучение в синей области спектра меняется меньше. Ультрафиолетовое излучение почти не меняется. На двуцветной диаграмме звезда смещается влево вверх (III).

J. D. 2438699—792. Блеск звезды растет. Излучение всех наблюдавшихся нами участков спектров меняется в одинаковой степени. На двуцветной диаграмме звезда почти не смещается.

J. D. 2438916—975. Блеск звезды падает. Наибольшее изменение испытывает излучение в синей области спектра. На двуцветной диаграмме звезда смещается вправо вверх (IV).

J. D. 2438998—39065. Блеск звезды падает. Наибольшее изменение испытывает ультрафиолетовое излучение. Излучение синей и желтой областей спектра меняется почти одинаково. На двуцветной диаграмме звезда смещается вправо вниз (V).

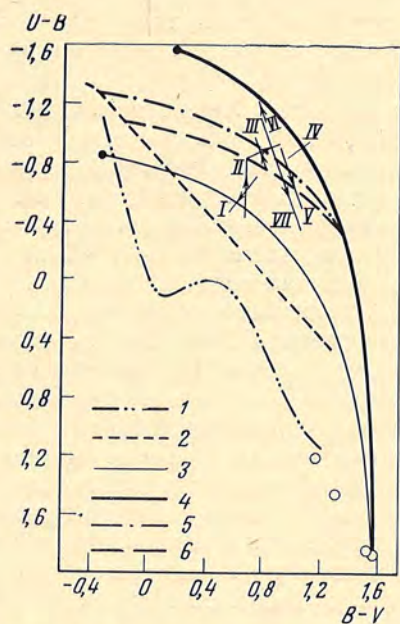
J. D. 2438302—335. Блеск звезды растет. Наибольшее изменение испытывает излучение ультрафиолетовой области спектра. На двуцветной диаграмме звезда смещается влево вверх (VI).

J. D. 2438348—739. Блеск звезды падает. Наибольшее изменение испытывает ультрафиолетовое излучение. На двуцветной диаграмме звезда смещается вправо вниз (VII).

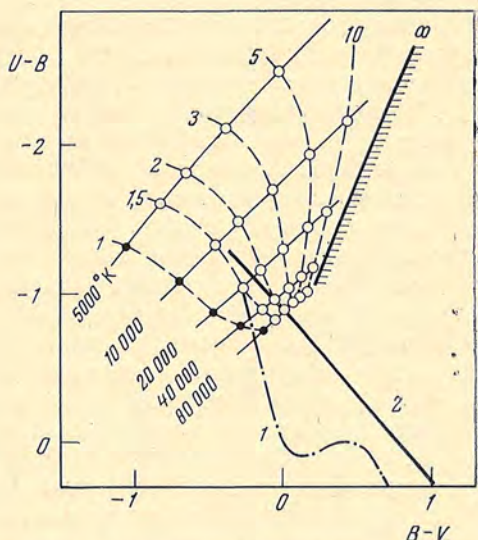
Отсюда можно сделать вывод, что с начала наших наблюдений и до J. D. 2438975 наибольшее изменение испытывало излучение в синей и желтой областях спектра Z And, а с момента времени J. D. 2438998 и до конца наблюдений наибольшие изменения происходят в ультрафиолетовой области спектра.

Для интерпретации полученных результатов обратимся к выводам фотоэлектрических и спектральных исследований других симбиотических звезд. В [5, 9] показано, что фотоэлектрические наблюдения AG Dra и AG Peg находятся в хорошем согласии с гипотезой о двойственности этих звезд [10, 11]. Z And похожа на AG Dra и AG Peg, что дает право при интерпретации ее наблюдений также обратиться к гипотезе ее двойственности.

Спектральное исследование этой звезды [12] свидетельствует в пользу того, что Z And состоит из гиганта M2 III и горячей звезды, в наблюдаемом диапазоне длин волн хорошо представляемой абсолютно черным телом с температурой $T_e = 10^5$ °K. Обе компоненты окружены газовым облаком с $T_e = 1,7 \cdot 10^4$ °K и плотностью $n_e \geq 10^7$ см⁻³. Исследование наблюденного декремента для водородных линий показало, что эмиссионные линии образуются в оптически толстом слое, т. е. отягощены самопоглощением.



Фиг. 4. Положение треков Z And на двухцветной диаграмме в системе UBV
Кружки — последовательность гигантов



Фиг. 5. Двухцветная диаграмма для газа
1 — главная последовательность; 2 — абсолютно черное тело

Поярчение Z And обусловлено вспышкой горячей компоненты с последующим выбросом вещества [12].

Рассмотрим, насколько результаты наших наблюдений согласуются с изложенной выше гипотезой двойственности Z And.

Для этого построена двухцветная диаграмма в системе UBV (фиг. 4), на которой изображено следующее: линия главной последовательности 1, линия цветов абсолютно черного тела 2, треки Z And, переведенные на плоскость $B-V$, $U-B$. Затем были вычислены линии, соответствующие цветам суммарного излучения поздней звезды и газа, с переменным вкладом этих составляющих. Вычисления выполнены для двух случаев: а) эмиссионные линии водорода не отягощены самопоглощением (3) и б) эмиссионные линии водорода отягощены самопоглощением (4). В обоих случаях цвета газа вычислены Р. Е. Гершбергом [13 и частное сообщение]. На фиг. 5, переданной нам Р. Е. Гершбергом, представлены результаты этих вычислений, где черными кружками изображены цвета газа с электронной плотностью $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$, линии которого не отягощены самопоглощением. Светлыми кружками изображены цвета газа, в котором линии отягощены самопоглощением. Числа 1, 1.5, 2, ..., 10 указывают, во сколько раз в среднем ослаблены линии по сравнению со случаем оптически тонкого слоя. Для наших вычислений в обоих случаях были взяты цвета для газа с электронной температурой $17\,000^\circ \text{K}$ (что соответствует среднему значению T_e газа в Z And); в случае «б» было предположено ослабление линий в пять раз за счет самопоглощения.

Вернемся к фиг. 4, где, кроме перечисленных ранее линий, нанесены еще линии, соответствующие суммарному излучению M2 III + газ (линии с самопоглощением) + абсолютно черное тело с $T_e = 10^5^\circ \text{K}$ (5) и M2 III + газ (линии с самопоглощением) + абсолютно черное тело с $T_e = 2 \cdot 10^4^\circ \text{K}$ (6) с переменным вкладом излучений компонент.

Из рассмотрения фиг. 4 видно, что треки, описываемые Z And на двухцветной диаграмме, располагаются значительно правее главной последовательности. Нумерация треков римскими цифрами соответствует их нуме-

рации на фиг. 3. В наших наблюдениях не принималось во внимание межзвездное поглощение, учет которого сместил бы треки влево вверх на двухцветной диаграмме.

Попытаемся качественно интерпретировать наблюдаемые треки. Наиболее уверенно удастся это сделать для треков *I*, *V*, *VI*, *VII*, поскольку они относятся к тем состояниям *Z And*, когда над всеми процессами доминирует один. Так, например, трек *I* относится к тому времени, когда блеск *Z And* возрастал к максимальному значению. Спектральными наблюдениями этой стадии мы не располагаем, но наблюдения *Z And* в максимуме блеска 1939 г. [14] показывают, что спектр звезды в то время напоминал *P Cyg*, т. е. звезду с мощной оболочкой. На двухцветной диаграмме подобные звезды располагаются именно в той области, куда смещается *Z And*. Такое смещение соответствует, по-видимому, значительному увеличению доли излучения горячей компоненты. Смещение вдоль треков *V* и *VII* можно бы было объяснить выбросом ионизированного газа из горячей компоненты и последующим высвечиванием ее, т. е. уменьшением роли газа в суммарном излучении. Трек *VI* может свидетельствовать о выбросе оболочки, а следовательно, возрастании роли горячей компоненты. Что же касается треков *II*, *III*, *IV*, то они относятся к тем стадиям в развитии *Z And*, когда могут меняться в значительной степени характеристики по крайней мере двух компонент — горячей звезды и газа. В результате создается очень сложная картина, затрудняющая интерпретацию этих треков.

Следует заметить, что во время наших наблюдений значительных изменений холодной компоненты не происходило. Такое изменение сместило бы *Z And* вправо вниз на двухцветной диаграмме, а этого не наблюдалось.

Таким образом, можно заключить, что трехцветные фотоэлектрические наблюдения *Z And* вполне объяснимы в рамках гипотезы о сложном строении этой звезды.

Вычислены звездные величины холодной и горячей компонент *Z And*. Для этого использованы результаты спектральных исследований [12], где для октября 1965 г. рассчитан относительный вклад каждой компоненты суммарного излучения *Z And*. Этот момент времени соответствует глубокому минимуму кривой блеска переменной.

Блеск холодной компоненты в желтых лучах оказался равным $11^m 0$, блеск горячей компоненты около 14^m . Межзвездное поглощение не учитывалось, но в желтой области спектра оно незначительно искажает результаты. Если принять блеск холодной компоненты постоянным и пренебречь влиянием газа в желтой области, то в максимуме блеска *Z And* блеск горячей компоненты близок к 9^m . Таким образом, амплитуда изменений блеска горячей компоненты в желтых лучах достигает 5^m , что находится в хорошем согласии с результатами спектральных исследований [12].

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. А. Боярчуку за полезные советы в ходе выполнения работы и Р. Е. Гершбергу за предоставление данных до опубликования.

1 декабря 1968 г.

Литература

1. M. W. Mayall. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1954, 48, 220.
2. Г. Е. Ерлексова. Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, 1964, № 37, 43.
3. Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 226.
4. N. K. Greenstein. Harvard Bull., 1937, N 906, 3.
5. Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 39.
6. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 155.
7. T. A. Matthews, A. R. Sandage. Astrophys. J., 1963, 138, 30.
8. В. А. Воронцов-Вельяминов. Z. Astrophys., 1935, 10, 353.
9. Т. С. Белякина. Астрофизика, 1970, 6, 49.
10. А. А. Боярчук. Астрофизика, 1966, 2, 101.
11. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1967, 44, 12.
12. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1967, 44, 1016.
13. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 216.
14. D. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 1940, 91, 546; 1941, 93, 356.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ
ТИПА WC6 + O6 HD 193793

Т. С. Галкина

Проведен анализ сложного спектра системы HD 193793 по 43 спектрограммам в областях $\lambda\lambda 3600-4950$ и $\lambda\lambda 5200-7000$ Å. Найдено, что профили линий ионов более низкой степени ионизации имеют почти прямоугольную форму и большую ширину, а профили линий ионов более высокой степени ионизации — куполообразную форму и меньшую ширину. При предположении, что оболочка, окружающая звезду, образована вследствие истечения вещества из звезды, делается вывод об ускоренном движении атомов в оболочке наружу ($1800-2600$ км/сек).

Оценены относительные интенсивности 40 эмиссионных линий, а также относительная энергия, излученная в линиях. Найдено, что относительные интенсивности линий He II хорошо согласуются с их теоретическими значениями, рассчитанными для планетарных туманностей при температуре $T_e = 40\,000^\circ$. Оценены спектральные классы компонент, WC6 и O5,5.

Лучевая скорость, определенная по линиям поглощения компоненты O, показала колебания в пределах 40 км/сек. Возможный период изменения v_r равен или больше 110 дней. Эмиссионные линии не обнаружили заметных смещений по отношению к линиям абсорбционной компоненты.

THE SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF WC6 + O6 TYPE STAR, HD 193793, by T. S. Galkina.— The composite spectrum of HD 193793 is analyzed on the basis of 43 spectrograms obtained with a dispersion of 37 Å/mm in the regions $\lambda\lambda 3600-4950$ Å and $\lambda\lambda 5200-7000$ Å. It is shown that the line profiles of lower ionisation are flat-topped (with fine structure) and wider while those of higher ionisation are narrower and rounded. On the assumption that the shell surrounding the star is formed due to the material ejection from the star we draw a conclusion that the atoms are moving away from the star with acceleration (v_{exp} varies from 1800 km/sec to 2600 km/sec).

The relative intensities of 40 emission lines as well as the relative energy radiated in each line have been estimated. The observed relative intensities of He II lines are in good agreement with the theoretical ones computed for planetary nebulae at $T_e = 40000^\circ$. The spectral classes of the components are estimated WC6 and O5,5.

The radial velocity of the O-type component has revealed small variations in the range of 40 km/sec. The possible period of the variation v_r is more or equal to 110 days. The emission lines did not show any differential shifts relative to absorption lines.

HD 193793 известна в литературе как спектрально-двойственная звезда типа WC6 + O6 [1] из-за наличия в ее спектре наряду с эмиссионными линиями He I, He II, C II — C IV, O III — O V, сильно различающихся по степени ионизации, линий поглощения звезды раннего спектрального класса O.

Спектр системы очень сложный. Эмиссионные линии из-за их большой ширины сильно блендированы. Из всех известных до сих пор WR-звезд HD 193793, пожалуй, единственная, в спектре которой эмиссионные линии достигают ширины 6000 км/сек. Это создает известную трудность в их отождествлении, в точной оценке длин волн и, конечно, в оценке интенсивно-

стей. До сих пор одной из трудностей в исследовании сложного спектра, подобного спектру новых и WR-звезд, является отождествление эмиссионных линий и оценка их интенсивностей. Правда, за последние годы, особенно благодаря исследованиям Эдлена [2], достигнуты успехи в определении длин волн эмиссионных линий и их отождествлении в спектрах звезд WR, но по оценке относительных интенсивностей выполнено еще мало работ. Между тем, оценка относительных интенсивностей эмиссионных линий весьма важна для понимания как природы спектров звезд Вольф-Райе, так и для определения параметров, характеризующих их атмосферы. Целью настоящего исследования является оценка относительных интенсивностей ярких линий в спектре HD 193793 для того, чтобы в дальнейшем получить некоторые параметры ее атмосферы и высказать суждения о предлагаемых механизмах образования эмиссионных линий в спектрах звезд WR.

Хотя HD 193793 отнесена к классу спектрально-двойных еще в 1924 г. [3], до настоящего времени для нее нет никаких сведений о поведении блеска. Есть указания [1] на то, что лучевая скорость, измеренная по линиям поглощения в спектре компоненты О, показывает небольшую амплитуду. Но периода изменения v , найти еще не удалось из-за малого числа и разрозненности наблюдений. Поэтому наряду с анализом относительных интенсивностей эмиссионных линий сделана попытка найти период изменения лучевой скорости абсорбционной компоненты системы и оценены спектральные классы как абсорбционной, так и эмиссионной компонент.

1. Наблюдения

Анализ спектра HD 193793 проведен по 37 спектрограммам, полученным в августе-сентябре 1964 г. с дисперсией $37 \text{ \AA/мм}$ в области $224950-3600 \text{ \AA}$, на пластинках О-аО с помощью дифракционного спектрографа на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории и шести спектрограмм в области $227000-5200 \text{ \AA}$ (две получены в 1964 г. на пластинках О-аF и четыре — в 1968 г. на пленке А-700). Данные наблюдений приведены в табл. 1. Спектрограммы были прокалиброваны при помощи сплошного спектра от лампы накаливания, полученного через ступенчатый ослабитель, на спектрографе ИСП-51. С помощью регистрирующего микрофотометра типа Молля записаны регистрограммы спектров с увеличением в 25 раз. Со спектрограмм, полученных в 1968 г., были сделаны записи спектра на фотометре в прямых интенсивностях также с увеличением в 25 раз. По полученным регистрограммам и записям и проводилась фотометрическая обработка.

2. Профили и относительные интенсивности эмиссионных линий

Как уже отмечалось, эмиссионный спектр HD 193793 складывается из спектров весьма различных степеней ионизации: He I, He II, C II — C IV, O III — O V. Степени ионизации названных ионов приведены в табл. 2. Ширина отдельных линий достигает 6000 км/сек , вследствие чего линии сильно блендированы.

Одна из трудностей обработки регистрограмм такого сложного спектра состоит в проведении непрерывного спектра. Ошибка в проведении непрерывного спектра сильно влияет на определяемые значения эквивалентных ширин как линий поглощения, так и излучения. Причем на определении ширин слабых и умеренных линий ошибка в проведении непрерывного спектра сказывается больше, чем сильных.

В анализируемом спектре удалось выбрать несколько участков, свободных от эмиссии, и при проведении непрерывного спектра ориентироваться на них. Этим, конечно, не исключена полностью ошибка в эквива-

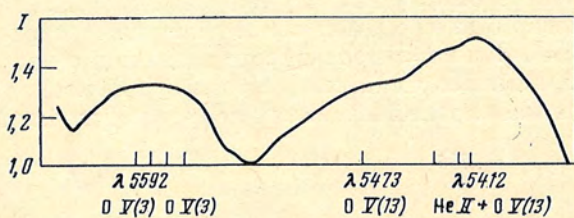
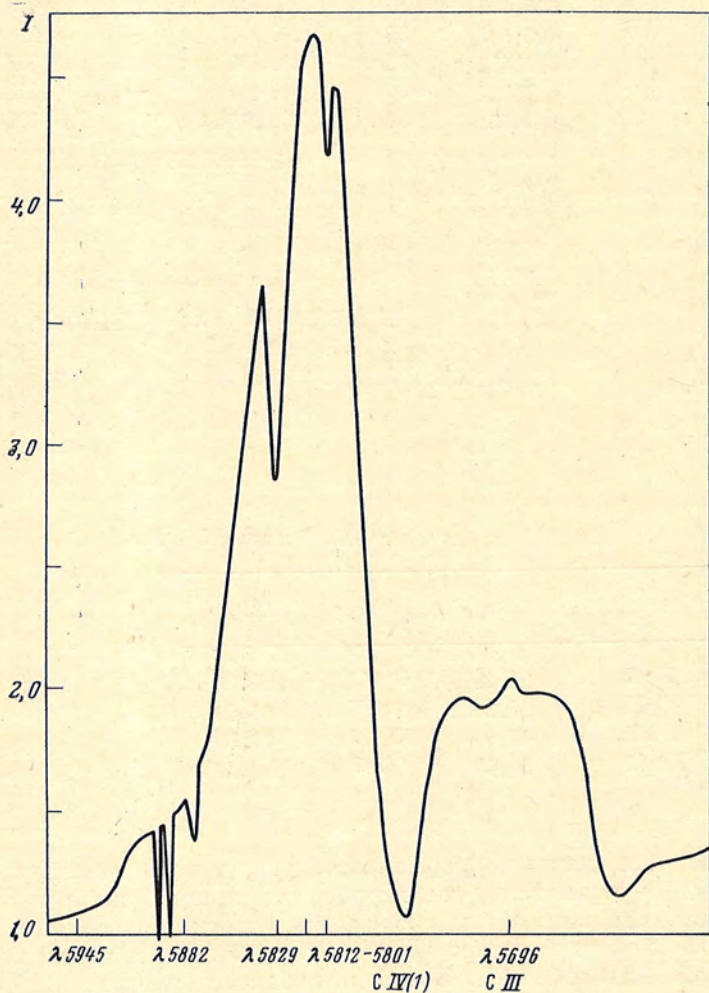
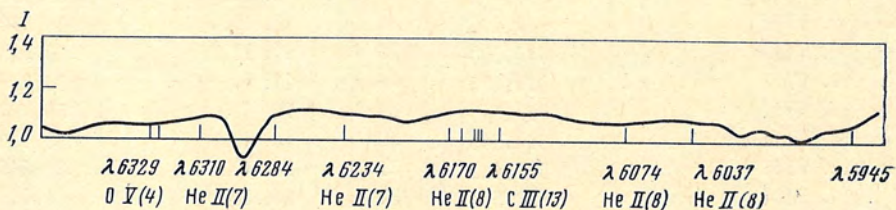
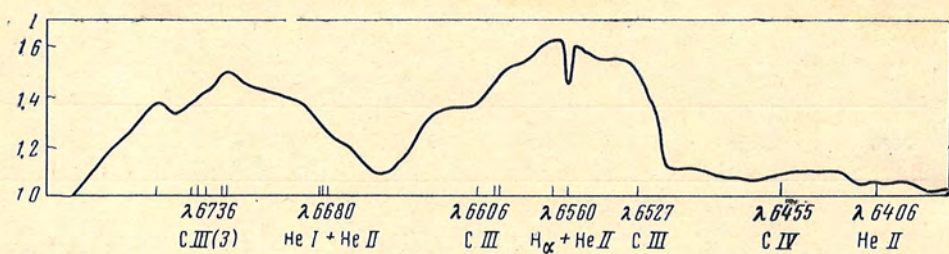
Таблица 1

№№	Дата	J. D.	№№	Дата	J. D.
Область $\lambda\lambda 3600-4950 \text{ \AA}$					
1	6. VIII 1964 г.	2438614,455	24	8. IX	2438647,349
2	6. VIII	614,472	25	8. IX	647,381
3	9. VIII	617,438	26	10. IX	649,344
4	9. VIII	617,500	27	11. IX	650,392
5	11. VIII	619,475	28	11. IX	650,427
6	12. VIII	619,510	29	16. IX	655,326
7	12. VIII	619,545	30	16. IX	655,404
8	13. VIII	621,422	31	23. IX	662,444
9	14. VIII	621,514	32	25. IX	664,446
10	17. VIII	625,415	33	25. IX	664,489
11	18. VIII	625,501	34	29. IX	668,439
12	19. VIII	627,472	35	29. IX	668,483
13	19. VIII	627,524	36	30. IX	669,443
14	20. VIII	627,556	37	3. XI	703,401
15	23. VIII	630,556	Область $\lambda\lambda 5500-7000 \text{ \AA}$		
16	30. VIII	638,378	1	3. IX 1964 г.	2438642,479
17	30. VIII	638,418	2	10. IX	649,474
18	3. IX	642,354	Область $\lambda\lambda 5200-7000 \text{ \AA}$		
19	4. IX	643,354	1	27. VIII 1968 г.	2440036,346
20	4. IX	643,406	2	27. VIII	096,440
21	4. IX	643,451	3	28. VIII	097,260
22	7. IX	646,356	4	28. VIII	097,329
23	7. IX	646,391			

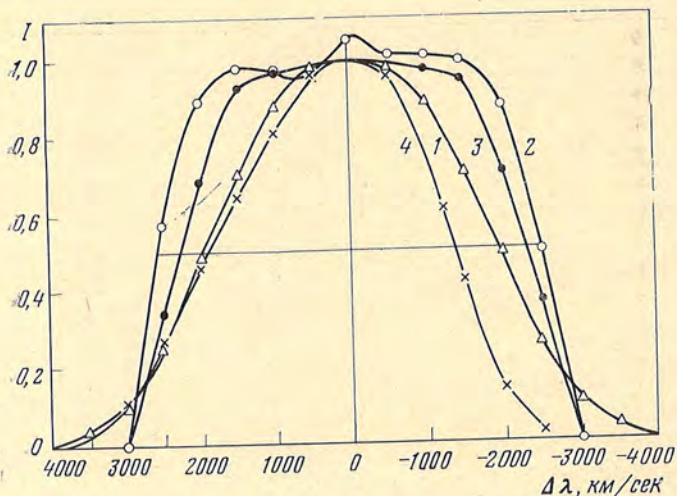
Таблица 2

Ион	I. P.	Ион	I. P.
He I	24,48	O III	54,93
C II	24,28	C IV	64,48
C III	47,86	O IV	77,39
He II	54,40	O V	113,87

лентной ширине от проведения непрерывного спектра, но, ориентируясь на участки, свободные от эмиссии, мы выработали единую систему для всех регистрограмм. Выбраны были следующие участки, свободные от эмиссии в видимой области спектра: $\lambda\lambda 4940, 4000, 3650 \text{ \AA}$ и участки со слабой эмиссией у $\lambda\lambda 4270$ и $4380 \text{ \AA}$. В красной области ориентирами для проведения непрерывного спектра были участки у $\lambda\lambda 5990$ и $6380 \text{ \AA}$. После того как непрерывный спектр был проведен, обработка регистрограмм производилась, как и ранее [4]. Записи интенсивности в единицах непрерывного спектра со спектрограмм, полученных в течение одной ночи, усреднялись. Для каждой даты наблюдений мы имели непрерывную запись



Фиг. 1. Запись интенсивности спектра HD 193793 в единицах непрерывного спектра в области $\lambda\lambda 6800-5300 \text{ \AA}$



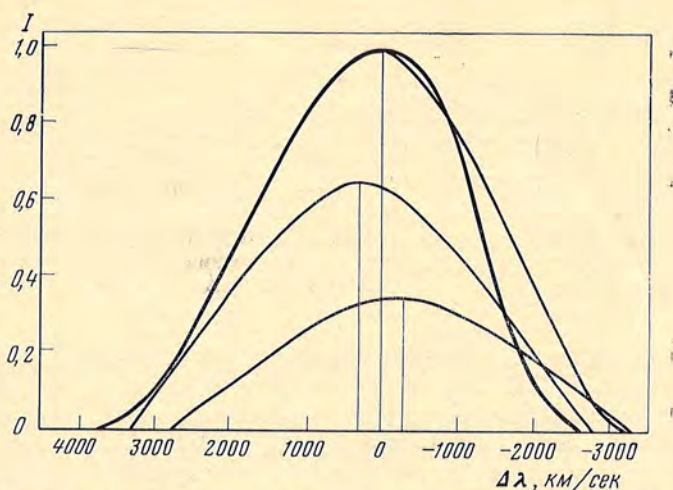
Фиг. 3. Сравнение контуров эмиссионных линий $\lambda 4686$ He II (1), $\lambda 5696$ C III (2), $\lambda 5875$ (He I + C III) (3), $\lambda 5806$ C IV (4), приведенных к единице интенсивности и к одному масштабу по $\Delta\lambda$.

интенсивности сложного спектра от $\lambda 4950$ до $\lambda 3600$ Å, приведенную к непрерывному спектру, принятому за единицу. Сопоставление таких записей за разные даты не обнаружило каких-либо резких различий в их общем виде и форме отдельных черт от даты к дате. Поэтому, чтобы уменьшить влияние зерна, все приведенные к непрерывному спектру записи интенсивностей спектра были усреднены. Такие усредненные записи показаны на фиг. 1 и 2 соответственно в областях $\lambda\lambda 7000-5200$ Å и $\lambda\lambda 4950-3600$ Å. По этим записям и проводился анализ эмиссионного спектра: отождествление, деление блендированных линий и оценка их интенсивностей.

Чтобы разобраться в этом сложном спектре, прежде всего из таблиц Мур [5] были выписаны все элементы, которые могли дать вклад в бленду, согласно имеющимся сведениям об атмосферах звезд WR углеродной последовательности. Кроме того, были привлечены исследования других авторов [1, 2, 6, 7].

Как видно на приведенных рисунках, интенсивность отдельных эмиссионных линий в 3—4 раза превышает интенсивность непрерывного спектра. Наиболее резко в спектре выделяются эмиссии у $\lambda 6740$ C III, $\lambda 6560$ H I + He II, $\lambda 5875$ He I + C III, $\lambda 5801-12$ C IV, $\lambda 5696$ C III, $\lambda 4686$ He II, $\lambda 4658-50$ C IV + C III, $\lambda 4787$ C IV, $\lambda 4441$ C IV, $\lambda 4340$ H I, He II + C III, $\lambda 3697$ C IV. Одной из примечательных особенностей эмиссионного спектра HD 193793 (на что обратил внимание еще в 1933 г. Билс [6]) является эмиссия у $\lambda 5696$ C III. Эта эмиссия имеет почти прямоугольный профиль, благодаря которому HD 193793 приводится в литературе как представительница звезд Вольф-Райе, в спектрах которых профили эмиссионных линий подобны профилям линий в спектрах новых звезд. Обычно при отождествлении линий и определении их относительных интенсивностей в спектрах новых звезд, делается предположение, что контуры линий подобны. В спектре HD 193793 лишь одна из сильных линий, именно у $\lambda 5696$ C III, свободна от блендов, другие же входят в бленды или частично, или полностью.

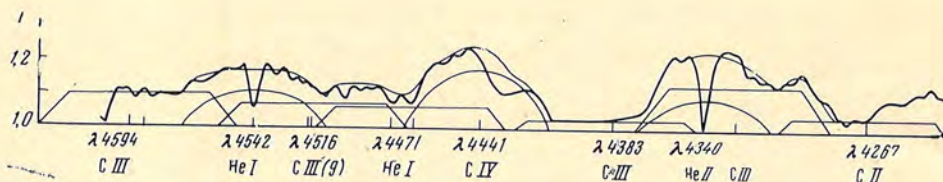
Подобны ли контуры линий ионов, наблюдаемых в спектре исследуемой звезды, контуру C III у $\lambda 5696$? Для выяснения этого были построены наблюдаемые контуры следующих сильных малоблендированных эмиссионных линий: $\lambda 5592$ (O III, O V), $\lambda 5696$ C III, $\lambda 5875$ (He I + C III), $\lambda 5801-12$ C IV, $\lambda 4686$ He II, $\lambda 4658-50$ C IV + C III — и слабых линий: $\lambda 4861$ (H I + He II), $\lambda 4789$ C IV, $\lambda 4441$ C IV, $\lambda 4340$ (H I + He II), $\lambda 4325$ C III.



Фиг. 4. Сравнение наблюдаемого (жирная линия) и теоретического (тонкая) контуров линий дублета $\lambda 5806$ C IV

Чтобы можно было сопоставить их, контуры приведены к одному масштабу. На фиг. 3 показаны приведенные к единице интенсивности и к одному масштабу по $\Delta\lambda$ контуры сильных линий $\lambda 4686$ He II, $\lambda 5696$ C III, $\lambda 5806$ C IV, $\lambda 5875$ (He I + C III). Как видно из рисунка, линия C III у $\lambda 5696$ симметрична, профиль ее слегка закруглен, верх почти плоский, имеет слабую структуру, полная полуширина составляет 5000 км/сек , ширина крыльев 6000 км/сек . Примерно такую же форму и полуширину имеет профиль линии $\lambda 5876$ (He I + C III). Линия He II у $\lambda 4686$, профиль которой мы построили по длинноволновой стороне, имеет почти гауссовскую форму. Полная полуширина его примерно равна 4000 км/сек . Профиль бленды дублета C IV у $\lambda 5806$ асимметричен: длинноволновое крыло его более пологое; коротковолновое (как у линии C IV + C III, $\lambda\lambda 4658-50 \text{ \AA}$) круто спадает вниз. Полная полуширина наблюдаемого профиля $\lambda 5806$ C IV составляет 3200 км/сек ($+1900 \text{ км/сек}$, -1300 км/сек). Эмиссия у $\lambda 5806$ обусловлена двумя линиями, входящими в мультиплет (1) C IV. Исходя из теоретических относительных интенсивностей линий, входящих в этот мультиплет (0,33 для 5812,14 и 0,66 для 5801,51), мы построили теоретический профиль эмиссии $\lambda 5806$. Этот профиль, представленный как сумма двух куполообразных контуров заданных интенсивностей, показан на фиг. 4, в сравнении с наблюдаемым контуром. Как видно из рисунка, теоретический и наблюдаемый контуры хорошо согласуются с длинноволновой стороны. С коротковолновой стороны эти профили сильно расходятся. Это расхождение, по-видимому, следует объяснить сильным поглощением ионов C IV в приближающейся к наблюдателю части оболочки системы. Это поглощение смещено в фиолетовую сторону на величину, соответствующую скорости расширения оболочки. В данном случае величина смещения соответствует скорости -2500 км/сек .

Контур эмиссии C IV, C III у $\lambda\lambda 4658-50$ более сложный. Эта блenda состоит из линий нескольких мультиплетов C IV (6, 7, 8, 9) и двух мультиплетов C III (1 и 5). Нами он не был детально анализирован. Согласно исследованию Эдлена [2], основной вклад (около 77%) в группе водородоподобных переходов 5—6 C IV вносит 8-й мультиплет у $\lambda 4658$. Но что является определяющим (C IV или C III) в бленде $\lambda\lambda 4658-50$, пока трудно сказать. Таким образом, из анализа контуров сильных линий ионов различных элементов и разных степеней ионизации можно сделать следующие выводы. Профили эмиссионных линий разных степеней ионизации в исследуемом спектре (вопреки ранее имевшимся данным) имеют различную



Фиг. 5. Сравнение наблюдаемого (жирная линия) контура интенсивности спектра в единицах непрерывного спектра с теоретическим (тонкая линия) на участке $\lambda\lambda 4600-4240 \text{ \AA}$

форму и полуширину. А именно, профили линий ионов более низкой степени ионизации (С III, С II, He I) почти прямоугольной формы с плоским, слегка закругленным верхом и большей полушириной. Профили же линий более высокой степени ионизации (He II, С IV, О V) имеют куполообразную (почти гауссовскую) форму и меньшую полуширину. У слабых линий эта зависимость также соблюдается (см. ниже контуры $\lambda 4861 \text{ He II}$, $\lambda 4787 \text{ C IV}$, $\lambda 4441 \text{ C IV}$, $\lambda 4325 \text{ C III}$, $\lambda 4267 \text{ C II}$).

В дальнейшем при расшифровке наблюдаемого сложного спектра и оценке относительных интенсивностей эмиссионных линий были сделаны следующие предположения:

- 1) подобны лишь контуры линий одного и того же иона;
- 2) относительные интенсивности линий в мультиплете одного и того же иона определяются *LS*-связью.

В результате нам удалось выделить в эмиссионном спектре HD 193793 40 эмиссионных линий и оценить их относительные интенсивности. На фиг. 5 показан участок спектра от $\lambda 4600$ до $\lambda 4240 \text{ \AA}$ с иллюстрацией того, как проводилось разделение бленд. На этом рисунке наблюдаемый профиль интенсивности спектра проведен толстой линией, полуэмпирический профиль, построенный как сумма входящих в бленду компонент, показан тонкой линией. При заданных предположениях согласие получилось неплохое. Правда, не все бленды удалось разложить на составляющие. Так, бленда у $\lambda 4101$ оказалась очень сложной. Если фиолетовое крыло этой бленды сравнительно легко представилось суммой линий, входящих в мультиплеты 16 и 24 С III, то для красного крыла трудно было подобрать относительные интенсивности входящих в него линий С III (21, 22) и О V (4, 11).

В области $\lambda\lambda 3750-3700 \text{ \AA}$ обращает на себя внимание провал в интенсивности эмиссии между $\lambda 3734$ и $\lambda 3721 \text{ \AA}$.

Согласно таблицам Мур [5], область $\lambda\lambda 3750-3690 \text{ \AA}$ должна представлять собой сплошную бленду из линий ионов С III, О III, О V, He I. В действительности наблюдаются две эмиссии с центрами у $\lambda 3697$ и $\lambda 3755 \text{ \AA}$. Согласно исследованию Эдлена [2], у $\lambda 3687 \text{ \AA}$ должна быть довольно сильная эмиссионная линия С IV. Если эмиссию у $\lambda 3697$ принять за линию, обусловленную С IV, то провал интенсивности $\lambda\lambda 3734-3721$ можно объяснить как участок непрерывного спектра, свободного от эмиссии. Эмиссия $\lambda 3755$ обусловлена линией $\lambda 3759 \text{ O III}$ (2), возникающей путем селективного возбуждения L_α . Усиление ее у $\lambda 3745$, вероятно, обусловлено вкладом О V (8).

Из проведенного анализа контуров эмиссионных линий в спектре HD 193793 можно сделать следующие выводы.

1. Согласие наблюдаемого профиля интенсивности спектра с полуэмпирическим (теоретическим) говорит о правильном проведении непрерывного спектра и о малых ошибках определения эквивалентных ширин эмиссионных линий.

2. Наличие в оболочке системы HD 193793 ионов, сильно различающихся по степени ионизации, говорит о том, что в атмосфере звезды

имеет место сильная стратификация излучения (излучение приходит из разных слоев атмосферы звезды).

3. Если полагать, что оболочка образована вследствие истечения вещества из звезды, то факт, что линии разных ионов показывают разные ширины, свидетельствует о различии скоростей расширения оболочки на разных расстояниях от звезды, именно, имеет место ускоренное движение атомов от 1800—1900 км/сек (O V, C IV) до 2300—2600 км/сек (C III, He I). Модель атмосферы HD 193793 можно представить себе так (фиг. 6).

В табл. 3 приведены оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий.

Поскольку профиль линии можно характеризовать центральной интенсивностью и полушириной, в табл. 4 приведены эти оценки для некоторых наиболее характерных эмиссионных линий.

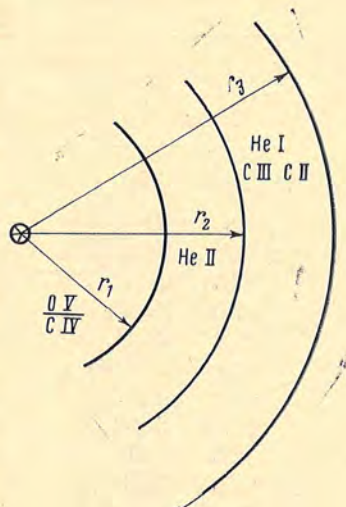
Оценка интенсивностей эмиссионных линий, так же как абсорбционных, проводится по отношению к непрерывному спектру. Но если для линий поглощения такие оценки являются достаточными для нахождения ряда физических параметров атмосферы звезды, то для эмиссионных линий они не достаточны. Нужно знать распределение энергии в непрерывном спектре. Обычно при сравнении интенсивностей линий, расположенных в разных участках спектра звезды WR, вводится поправочный множитель, учитывающий распределение энергии в непрерывном спектре, путем задания температуры звезды, что является грубым приближением.

В 1966 г. Кюхи [8] определил распределение энергии (с учетом межзвездного покраснения) для 7 звезд WC (четыре одиночных, три двойных) и 14 звезд WN (пять одиночных, девять двойных), используя узкополосные фотоэлектрические измерения. Среди этих звезд была HD 193793. Мы воспользовались результатами Кюхи, преобразовав предварительно данные для относительных потоков, приведенных им в единицах $(-2,5 \lg F_v + \text{const})$, в единицы длин волн, $F_\lambda(\lambda)$. На фиг. 7 показан относительный поток в континууме $F_\lambda(\lambda)/F_\lambda(5050)$ для HD 193793 по данным [8] (точки) и с учетом эмиссионных линий (сплошная кривая), которые, согласно нашему исследованию, вероятно, вошли в некоторые потоки, измеренные Кюхи. Снимая с этого графика значения относительных потоков для эмиссионных линий и умножая на значения эквивалентной ширины W_λ (в Å) соответствующей линии, мы получили относительную энергию в данной линии. Эти значения приведены в пятом и шестом столбцах табл. 3.

Представляется интересным сравнить наблюдаемые относительные интенсивности линий He II в исследуемом спектре с их теоретическими значениями. Были взяты теоретические интенсивности линий He II, рассчитанные для случая планетарных туманностей (на основании теории Силлие [9]) для двух значений электронных температур: $T_e = 80\,000$ и $40\,000^\circ$.

Данные сравнения приведены в табл. 5 и показаны на фиг. 8. Как видно из фиг. 8 и таблицы, наблюдаемые интенсивности линий He II ближе к теоретическим, рассчитанным для $T_e = 40\,000^\circ$. Можно считать, что оболочка эмиссионной компоненты HD 193793 прозрачна для излучения в линиях пикеринговской серии.

Интенсивность линии $\lambda 4686$ He II в наблюдаемом спектре несколько ниже (особенно в сравнении с линией $\lambda 6560$ (He II + H I), чем в случае



Фиг. 6. Предполагаемая модель атмосферы HD 193793

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$W_\lambda, \text{Å}$	$W_\lambda, \text{км/сек}$	$\frac{F_\lambda(\lambda)}{F_\lambda(5050)}$	E
6736	C III (3)	32,3	1 440	0,39	12,60
6683	He II (7)	10,3	460	0,405	4,18
6678	He I (46)	10,3	460	0,405	4,18
6600	C III, C IV (10)	11,6	530	0,415	4,81
6560	He II, H_α	49,5	2 270	0,42	20,80
6554	C III, O V	5,1	237	0,435	2,22
6329	O V (4)	3,2	150	0,45	1,44
6311	He II (7)	4,0	180	0,455	1,82
6239	He II (7)	4,0	180	0,47	1,86
6155	C III (13)	6,3	310	0,48	3,20
6170	He II (8)	2,2	100	0,48	1,06
6118	He I π (8)	6,0	270	0,49	3,00
6074				0,50	
6037				0,51	
5876	He (4), C III (20, 21)	42,5	2 170	0,55	23,30
5806	C IV (1)	230,0	11 750	0,58	133,30
5696	C III (2)	94,0	4 930	0,62	58,10
5592	O V (3)	19,6	1 040	0,67	13,10
5473	O V (13)	54,5	3 000	0,73	40,85
5432	O V (13)			0,75	
5418	O V (13)			0,77	
5412	He II (2)			0,77	
4861	He II (2), H_β	5,6	350	1,12	6,28
4789	C IV (5)	5,7	370	1,18	6,72
4738	C III, C IV?	3,6	230	1,21	4,36
4686	He II (4)	90,0	5 800	1,26	113,2
4658	C IV (6, 7, 8, 9)	184,0	11 950	1,29	238,0
	C III (1,5)				
4593	C III	6,6	430	1,34	8,85
4542	He II (2)	4,8	320	1,39	6,66
4516	C III (9)	5,1	340	1,41	7,20
4471	He I (14)	3,7	230	1,45	5,37
4441	C IV (4)	7,5	500	1,47	11,00
4383	C III (14)	2,2	150	1,53	3,36
4340	He II + H I	3,2	220	1,57	5,03
4325	C III (7)	9,4	650	1,59	14,92
4267	C II (6)	2,9	200	1,66	4,74
4229	C IV	3,45	245	1,70	5,88
4200	He II (3)	8,9	510	1,75	15,90
4187	C III (18)			1,77	
4163	C III (24)			1,79	
4156	C III (24)			1,80	
4152	C III (24)	6,6	480	1,81	12,25
4122	C III (17), O V (4,11)			1,86	
4101	He II + H_δ	14,7	1 070	1,94	28,60
4070	C III (16)				
4056	C III (24)				
4026	He II + He I	0,70	52	2,00	1,40
3961	O III (17)	2,44	185	2,10	5,14

Таблица 3 (окончание)

λ , Å	Элемент	W_λ , Å	W_λ , км/сек	$\frac{F_\lambda(\lambda)}{F_\lambda(5050)}$	E
3934	C IV (2)	8,8	216	2,14	6,00
3888	He I, C III	1,2	93	2,21	2,65
3858	He II (4)	слаба			
3760	O III (2)	4,05	320	2,44	9,90
3697	C IV	7,0	566	2,57	17,95

Таблица 4

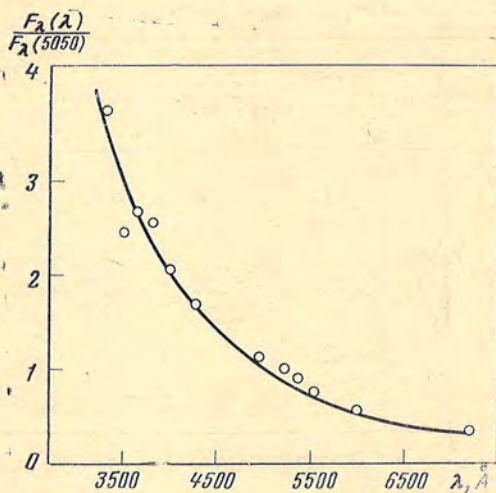
λ , Å	Идентификация	I_0	$\Delta\lambda$, Å	$\Delta\lambda$, км/сек	λ , Å	Идентификация	I_0	$\Delta\lambda$, Å	$\Delta\lambda$, км/сек
6736	C III	1,35	110:	5000:	4686	He II	2,50	62	4000
6560	He II + H $_{\alpha}$	1,60	83	3800	4658	C IV, C III	4,20	57	3700
5876	He I + C III	1,48	90	4600	4441	C IV	1,17	48	3200
5806	C IV	4,67	74	3800	4325	C III	1,13	72	5000
5696	C III	1,97	95	5000	4267	C II	1,06		
5592	O V, O III	1,35	76	4000	4200	He II	1,06		
5412	He II, O V	1,50	70	3900	4070	C III	1,23	67	5000
4861	He II + H I	1,12		3000	3697	C IV	1,15	46	3700

Таблица 5

λ , Å	Мультиплет	$10 \frac{T_\lambda(\text{He II})}{I(4686)}$		
		наблюдаемое	$T_e = 80\,000^\circ$	$T_e = 40\,000^\circ$
4200	4^2F-11^2G	0,34	0,28	0,32
4339	4^2F-10^2G	0,44	0,33	0,37
4542	4^2F-9^2G	0,59	0,44	0,49
4686	3^2D-4^2F	10,00	10,00	10,00
4859	4^2F-8^2G	0,55	0,61	0,67
5412	4^2F-7^2G	2,51:	0,89	0,97
6560	4^2F-6^2G	1,86	1,35	1,39

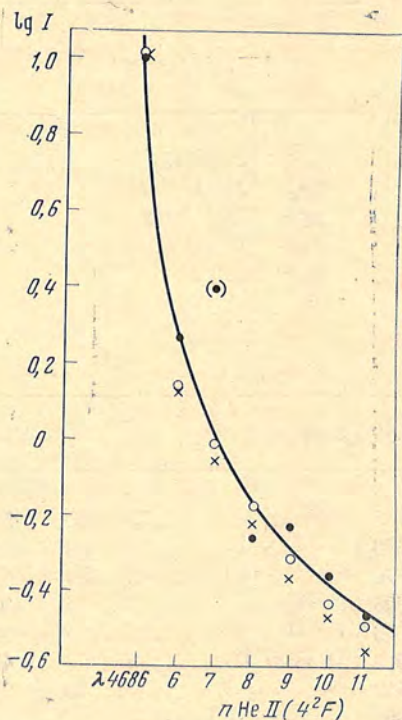
прозрачных оболочек. Возможно, это объясняется самопоглощением в линии $\lambda 4686$ He II или тем, что в эмиссию у $\lambda 6560$ Å дает вклад H $_{\alpha}$.

В пользу того что оболочка, окружающая HD 193793, может быть непрозрачна для излучения в некоторых линиях, свидетельствуют обнаруженные в спектре исследуемой звезды линии поглощения на фиолетовых краях сильных эмиссионных линий C IV, C III, о которых говорилось выше. Кроме того, при анализе спектра поглощения системы выявлено еще несколько абсорбций, не связанных с компонентой O. Сюда относится довольно диффузная линия поглощения у $\lambda 5829,5$ Å, принадлежащая,



Фиг. 7. Относительный поток в континууме $F_{\lambda}(\lambda)/F_{\lambda}(5050)$ для HD 193793 по данным Кюхи [8]

Кружки — измерения Кюхи; сплошная линия проведена с учетом эмиссии, вошедшей в измерения Кюхи



Фиг. 8. Сравнение наблюдаемых относительных интенсивностей линии He II (сплошная линия, темные кружки) с теоретическими крестики — для $T_e = 80\,000^\circ$, светлые кружки — для $T_e = 40\,000^\circ$

по-видимому, нейтральному гелию ($\lambda 5876 \text{ \AA}$) с уровня $2^3 P$, обусловленная поглощением в расширяющейся оболочке звезды. Ее расстояние около 2400 км/сек от $\lambda 5876$ согласуется со скоростью расширения, найденной по эмиссионной линии. Второй сильной абсорбцией, не связанной с компонентой O, является линия поглощения у $\lambda 3856 \text{ \AA}$, тоже диффузная. Первоначально она была принята за линию поглощения $\lambda 3858 \text{ \AA}$ He II компоненты O, но тщательный анализ показал, что эта диффузная абсорбция есть линия поглощения нейтрального гелия, возникающая с метастабильного уровня $2^3 S$. Она находится на расстоянии 2500 км/сек от $\lambda 3889$.

3. Спектральная классификация компонент HD 193793 и определение лучевой скорости абсорбционной компоненты

Для спектральной классификации эмиссионной компоненты WC использованы критерии классификации, разработанные Билсом [40]. Эта классификация основывается главным образом на отношениях C III ($\lambda 5696$)/C IV ($\lambda 5812$) в красной части спектра и C II ($\lambda 4267$)/C IV ($\lambda 4787$) в видимой области спектра.

Согласно этим критериям спектральный класс эмиссионной компоненты HD 193793 оказывается близким к WC6. Но по ширине эмиссионных линий исследуемый спектр выходит за рамки этой классификации. Ширина эмиссионных линий примерно в $100 \text{ \AA}$ должна соответствовать более раннему спектральному классу согласно существующей зависимости между шириной эмиссионной линии и степенью ионизации [6].

Спектр вторичной компоненты в системе HD 193793 представлен линиями поглощения бальмеровской серии водорода, линиями He I и He II и O III. Оценка эквивалентных ширин линий поглощения производилась, как обычно, по регистрограммам для каждой даты наблюдений. При со-

Таблица 6

λ , Å	Элемент	$\bar{W}_\lambda$, Å	W_λ , Å	r_0	λ , Å	Элемент	$\bar{W}_\lambda$, Å	W_λ , Å	r_0
6562,80	H $_{\alpha}$	0,45		0,31	3961,59	O III	0,19	0,12	0,04
6284,00		2,06		0,47	3933,66	K Ca II	0,64	0,65	0,28
5895,92	Na I (D $_1$)	0,82		0,42	3923,48	He II	0,25	0,26	0,05
5889,95	Na I (D $_2$)	1,09		0,45	3889,05	H $_8$ + He I	1,09	0,93	0,16
5875,95	He I (D $_3$)	0,62		0,18	3858,00	He II + He I	0,95	0,95	0,12
5829,50	He I	12,70			3835,39	H $_9$	0,74	0,67	0,15
4861,33	H $_{\beta}$, He II	1,36	1,53	0,25	3819,79	He I	0,25		
4541,89	He II	0,48	0,51	0,14	3813,50	He II	0,39	0,28	0,06
4471,48	He I	0,31	0,21	0,05	3797,90	H $_{10}$	0,82	0,80	0,14
4430,00		1,51			3791,26	O III	0,64	0,50	0,09
4340,47	H $_{\gamma}$, He II	1,20	1,20	0,23	3770,63	H $_{11}$	0,51	0,50	0,12
4199,83	He II	0,51	0,53	0,10	3759,00	O III	0,28	0,20	0,05
4101,74	H $_8$, He II	1,37	1,66	0,23	3750,15	H $_{12}$	0,29	0,18	0,07
4026,19	He II, He I	0,30	0,27	0,08	3734,37	H $_{13}$			
3970,07	H $_{\epsilon}$				3721,97	H $_{14}$			
3969,26	H Ca II	1,40	1,30	0,28	3711,97	H $_{15}$		0,18	0,06

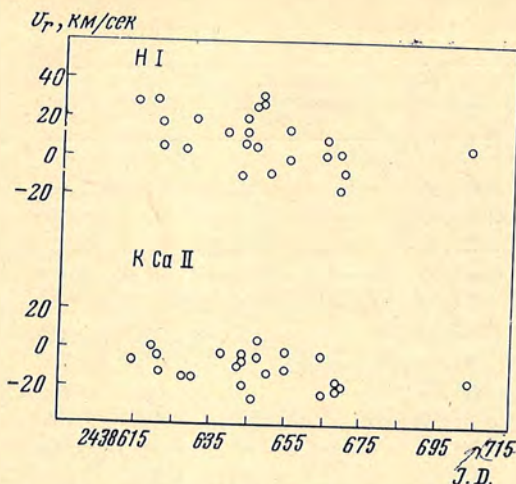
поставлении их не было обнаружено каких-либо изменений эквивалентных ширин линий поглощения за разные дни. Эквивалентные ширины линий поглощения приведены в табл. 6. Здесь в третьем и в четвертом столбцах даны W_λ , полученные как среднее по 37 спектрограммам и из усредненного контура соответственно, в пятом — глубина линии r_0 .

На основании полученных эквивалентных ширин линий поглощения оценены спектральный класс компоненты O из отношения интенсивностей линий $\lambda 4471$ He I к $(\lambda 4542 + \lambda 4200)/2$ He II и светимость по линиям водорода, согласно данным И. М. Копылова [41]. Отношение He I/He II оказалось равным $\sim 0,6$, что соответствует спектральному классу O5,5. Ввиду того что линия $\lambda 4471$ He I слаба и располагается в красном крыле эмиссии $\lambda 4441$ C IV, возможна ошибка в оценке спектрального класса на $+0,5$ спектрального подкласса. Светимость компоненты O, оцененная по комбинации H $_9$ + H $_{10}$ + H $_{11}$, оказалась равной $-6^m 85$, а по линиям H $_{\gamma}$, H $_8$ равной $-6^m 3$.

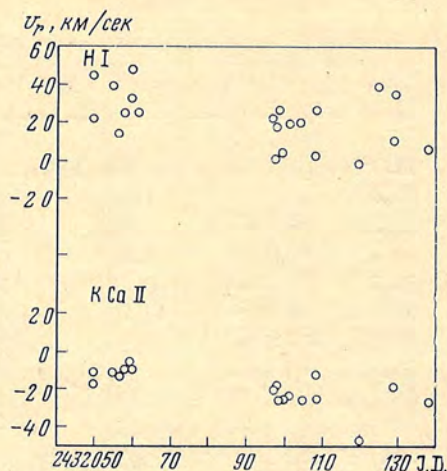
В спектре HD 193793 присутствуют довольно интенсивные межзвездные линии H и K Ca II, D $_1$, D $_2$ Na I и полоса $\lambda 4430$. Интенсивность их соответствует расстоянию, согласно [12], 1740 *pc* (по линиям K Ca II) и 1350 *pc* (по линиям D).

Как отмечалось выше, наблюдения (35 спектрограмм) предыдущих лет (с 1922 по 1947 г.) не дали возможности определить период изменения лучевой скорости. Для определения лучевой скорости были измерены 30 спектрограмм, полученных в течение двух месяцев (август-сентябрь 1964 г.). Для измерения выбраны следующие линии поглощения: $\lambda 4340,466$ (H $_{\gamma}$), $\lambda 4101,738$ (H $_8$), $\lambda 3970,075$ (H $_{\epsilon}$), $\lambda 3968,465$ H Ca II, $\lambda 3933,664$ K Ca II, $\lambda 3889,051$ (H $_8$), $\lambda 3835,396$ (H $_9$), $\lambda 3797,900$ (H $_{10}$), $\lambda 3770,632$ (H $_{11}$).

Вычисления v_r были выполнены на электронно-вычислительной машине «Минск-1» по программе, составленной Н. В. Годовниковым и Э. А. Витриченко. При выводе среднего значения v_r по всем линиям были опущены значения v_r , полученные из измерений линий $\lambda 3970,11$ (H $_{\epsilon}$) и $\lambda 3968$ (H Ca II), составляющих бленду. Результаты приведены в табл. 7 и на фиг. 9.



Фиг. 9. Измерения лучевой скорости компоненты О системы HD 193793



Фиг. 10. То же, что и на рис. 9, по измерениям Мак-Дональда [1]

На фиг. 10 для сравнения показаны измерения, приведенные в [1]. Из рассмотрения этих фигур, по-видимому, можно сделать вывод, что амплитуда изменения лучевой скорости абсорбционной компоненты действительно мала (около 40 км/сек) и что наши наблюдения охватывают лишь нисходящую часть кривой v_r .

Таблица 7

J. D.	v_r (H I), км/сек	v_r (K Ca II), км/сек	J. D.	v_r (H I), км/сек	v_r (K Ca II), км/сек
2438614,455	+30	-6	2438643,451	+13	-5
619,510	+30	+1	646,356	+6	
621,422	+19	-3	649,344	+30	-4
621,514	+6	-12	650,392	-7	-12
625,501	-10		655,404	+15	-10
627,524	+4	-15	664,446	+1	-3
630,556	+20	-15	664,489	+10	-23
638,418	+13	-2	668,439	+3	-17
642,478	-9	-9	668,483	-17:	-21
643,354	+8	-19	669,443	-6	-19
643,406	+22	-3	703,401	+7	-15

Полный период изменения v_r равен или больше 110^d. Лучевая скорость по линии K Ca II оказалась равной — 10 км/сек. Вероятно, система HD 193793 представляет собой довольно широкую пару, обращающуюся в плоскости орбиты почти перпендикулярно к лучу зрения. К сожалению, не представляется возможным провести измерения эмиссионных линий из-за их большой ширины и сильного блендирования. Но следует отметить, что из анализа 37 спектрограмм в интервале двух месяцев не обнаружено сколько-нибудь заметных смещений сильных эмиссионных полос относительно линий поглощения, благодаря чему и оказалось возможным построить усредненные контуры (фиг. 1 и 2).

В заключение считаю своим долгом поблагодарить А. А. Боярчука за ценные советы при подготовке статьи и Г. Н. Алексееву за помощь в обработке.

10 декабря 1968 г.

Литература

1. M. Donald. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1947, 7, N 20.
2. B. Edlen. Vistas in Astronomy, 1956, 2, 1465.
3. I. S. Plaskett. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1924, 2, 287.
4. Т. С. Галкина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 175.
5. Ch. E. Moore. Contr. Princeton University Observatory, 1945, N 20.
6. C. S. Beals. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1933, 6, 95.
7. L. H. Aller. Astrophys. J., 1942, 97, 135.
8. L. V. Kuhi. Astrophys. J., 1966, 143, 753.
9. G. Cillie. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1932, 92, 820.
10. C. S. Beals. Trans. IAU, 1938, 6, 248.
11. И. М. Ропылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 156.
12. C. S. Beals, I. B. Oke. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, N 5.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ СВЕРХГИГАНТОВ
II. КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ γ Cyg и ϵ Peg

С. К. Зейналов

Методом кривой роста сделан анализ физических параметров, которые характеризуют атмосферы сверхгигантов светимости Ib: γ Cyg (F8) и ϵ Peg (K2). Использовано восемь спектрограмм изучаемых звезд, полученных в 1964 г. с дисперсией $1,0 - 2,07 \text{ \AA/mm}$ в фокусе кудэ 2,6-метрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Проведено отождествление и определены эквивалентные ширины около 2250 и 2000 линий в области длин волн $\lambda\lambda 3660 - 6845 \text{ \AA}$ для каждой звезды соответственно. Подтверждено увеличение температуры возбуждения (T_v) со средним потенциалом возбуждения. Температуры возбуждения для нейтральных атомов выше, чем температуры возбуждения ионов. Соблюдается неравенство $\bar{T}_v < T_{\text{эфф}}$. Найдено, что микротурбулентная скорость для линий ионов в среднем больше, чем для линий нейтральных атомов. Микротурбулентные скорости с увеличением потенциала возбуждения уменьшаются до определенного минимума.

A STUDY OF THE SUPERGIANT ATMOSPHERE. II. QUANTITATIVE ANALYSIS OF γ CYG AND ϵ PEG, by S. K. Zeinalov. — Using the curve of growth method, an analysis of physical parameters characterizing the atmospheres of Ib supergiants γ Cyg (F8) and ϵ Peg (K2) has been carried out. In 1964 eight spectra with a dispersion of $1,0 - 2,07 \text{ \AA/mm}$ taken at the coudé focus of the 2,6 m reflector of the Crimean astrophysical observatory were used. In the region of $\lambda\lambda 3660 - 6845 \text{ \AA}$ about 2250 and 2000 lines have been identified and equivalent widths have been obtained for each star correspondingly. The increase of excitation temperature (T_e) with the mean excitation potential has been confirmed. The excitation temperatures of neutral atoms are higher than those of the ions. The inequality $\bar{T}_e < T_{\text{eff}}$ is valid. It is found that the microturbulent velocity for the lines of ions is larger on the average than for the lines of neutral atoms. With the excitation potential increasing the microturbulent velocities decrease to a certain minimum.

Изучение физических условий в атмосферах сверхгигантов представляет большой интерес в связи с обнаружением некоторых аномалий, присущих этим атмосферам, в том числе больших турбулентных скоростей.

Изучению турбулентных скоростей, температуры возбуждения (T_v), температуры ионизации (T_u) и электронного давления ($\lg P_e$) — основных характеристик атмосфер сверхгигантов — посвящено много работ. Однако характер изменения этих параметров с глубиной в атмосфере (с потенциалом возбуждения) изучен к настоящему времени еще недостаточно полно. Для детального изучения указанных параметров выбраны поздние сверхгиганты класса светимости Ib: γ Cyg (F8) и ϵ Peg (K2).

Сверхгигант γ Cyg был ранее исследован многими авторами [1—5]. Наиболее подробно атмосфера этой звезды была исследована К. Райтом [3, 4]. Он использовал спектрограммы со сравнительно высокой дисперсией, от 3,8 до 6,7 $\text{\AA/mm}$ (для разных частей спектра). Была изучена спектральная область $\lambda\lambda 3700 - 6750 \text{ \AA}$. Линейчатый спектр атмосферы ϵ Peg был использован только для сравнения со спектрами атмосфер других звезд [6, 7]. Эта звезда вообще не была исследована подробно.

К. Райт [3, 4] обнаружил, что микротурбулентная скорость в атмосфере γ Cug для линий ионов больше, чем для линий нейтральных атомов.

На основе результатов, полученных Райтом для γ Cug по линиям Fe I, А. Унзольд и О. Струве [8], Су Шу-хуан [9, 10] установили, что микротурбулентная скорость (v_t) уменьшается с глубиной τ по экспоненциальному закону. Исходя из того, что для ионов v_t больше, чем для нейтральных атомов, и предполагая, что линии ионизованных атомов «эффективно» образуются в более верхних слоях атмосферы, чем линии нейтральных атомов, целесообразно более детально рассмотреть характер изменения v_t с глубиной в атмосфере.

§ 1. Материал и метод обработки

В Крымской астрофизической обсерватории с эшелным спектрографом, установленным в фокусе кудэ 2,6-метрового рефлектора, в течение 1964 г. были получены спектрограммы двух изучаемых звезд со средней дисперсией 1,3 Å/мм у 4300 Å на пластинках Kodak Oa-O (в области 43600—5000 Å) и 2,06 Å/мм у H_α на пластинках Kodak Oa-F (в области 44875—6845 Å). Для обработки для каждой звезды было отобрано по четыре спектрограммы наилучшего качества. Регистрограммы спектров получены на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением 25 раз.

Проведение непрерывного спектра для изучаемых звезд даже с такой высокой дисперсией затруднительно вследствие блендирования контуров большинства линий поглощения и из-за наличия молекулярных полос. Поэтому для выработки методики уверенного проведения непрерывного спектра использовался фотометрический атлас У. Хилтнера и Р. Вильямса [11], в котором приведены регистрограммы спектров поздних звезд с дисперсией 4 Å/мм.

При отождествлении линий нами были использованы списки длин волн спектральных линий в спектрах F-звезд (для γ Cug) [1—5], списки длин волн спектральных линий в спектрах G- и K-звезд (для ϵ Peg) [12—17] и таблицы спектральных линий Ш. Мур [18].

Несмотря на то что мы обрабатывали спектры с высокой дисперсией, контуры значительного числа линий искажены из-за блендирования. Эквивалентные ширины этих линий нельзя определять обычным способом. Однако центральные остаточные интенсивности у большинства таких линий оставались неискаженными. Поэтому был использован так называемый метод остаточных интенсивностей. Из каждого спектра выбирался достаточно большой ряд линий, полностью свободных от блендов. Далее для этих линий строились зависимости площади линий S от центральных остаточных интенсивностей r_0 . Для всех остальных линий на основании измеренных величин r_0 из этих зависимостей были получены величины S , а затем с помощью дисперсионных множителей определены эквивалентные ширины W_λ . Различия значений W_λ , полученных по разным спектрам для каждой звезды, оказались весьма малыми. Поэтому результаты измерений W_λ по различным регистрограммам усреднялись. Было проведено отождествление и определены эквивалентные ширины около 2250 линий в интервале длин волн 43660 — 6775 Å для γ Cug и около 2000 линий (кроме молекулярных полос) в интервале длин волн 43980 — 6845 Å для ϵ Peg. Сведения об эквивалентных ширинах линий в спектрах γ Cug и ϵ Peg собраны в табл. 1, где в первом столбце приведена длина волны, во втором — элемент, в третьем — номер мультиплета и в четвертом — эквивалентные ширины (в виде $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$). Относительные ошибки определения W_λ составляют от 3% при $\lg W_\lambda \sim 0,56$ до 10% при $\lg W_\lambda \sim -1,24$ для γ Cug и от 5% при $\lg W_\lambda \sim 1,5$ до 15% при $\lg W_\lambda \sim -1,3$ для ϵ Peg.

Таблица 1

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\gamma}}{\gamma} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ε Peg				γ Cug	ε Peg
3659,51	Fe I	180	1,62		3698,17	Zr II	71	1,83	
3659,75	Ti II	75	2,03		3698,61	Fe I	491	1,39	
3662,23	Ti II	75	1,85		3699,14	Fe I	490	1,34	
3662,39	Cr I	46	1,79		3700,05	Ti I		1,29	
3664,25	Sc II	10	1,68		3700,33	V II	116	1,83	
3664,62	Y II	9	1,83		3701,08	Fe I	385	1,88	
3669,46	H ₂₅	5	2,02		3702,03	Fe I	369	1,73	
3670,42	Ni I	4	1,51		3702,50	Fe I	46	1,34	
3670,81	Fe I	133	0,90		3702,94	Ti I	132	0,80	
3671,28	Zr II	45	0,70		3703,85	H ₁₆	3	2,59	
3671,47	H ₂₄	5	1,90		3704,46	Fe I	290	1,51	
3672,69	Fe I	180	1,23		3705,56	Fe I	5	1,75	
3673,76	H ₂₃	5	1,94		3705,71	Fe I	293	1,93	
3674,15	Ni I	32	1,51		3706,21	Ti II	73	2,09	
3674,74	Zr II	9	1,73		3707,04	Fe I	385	1,78	
3675,26	Sc II	10	1,13		3707,54	Ti I	177	1,67	
3676,36	H ₂₂	4	2,02		3707,82	Fe I	5	2,01	
3677,69	Cr II	12	1,91		3709,24	Fe I	21	1,75	
3677,86	Cr II	12	1,91		3710,30	Y II	7	1,73	
3679,07	Cr I	45	1,34		3711,22	Fe I	228	1,71	
3679,35	H ₂₁	4	2,10		3711,97	H ₁₅	3	2,62	
3679,67	Ti II	75	1,16		3712,97	Cr II	12	1,98	
3679,91	Fe I	5	1,84		3713,54	La II	26	1,35	
3680,80	Fe I		1,52		3714,77	Zr II	18	1,83	
3681,27	Ti I	117	0,90		3715,19	Cr II	20	1,73	
3681,64	Fe I	390	0,94		3715,47	V II	15	1,73	
3682,15	Fe I	386	1,58		3715,91	Fe I	124	1,70	
3682,81	H ₂₀	4	2,20		3716,44	Fe I	388	1,85	
3683,05	Fe I	5	1,43		3717,39	Ti I	17	1,09	
3684,10	Fe I	292	1,63		3717,53	Mn II	8	0,97	
3685,04	Mn II	8	2,08		3718,15	V II	21	1,70	
3685,21	Mn I	7	2,10		3818,40	Fe I	292	1,76	
3685,99	Fe I	385	1,57		3719,93	Fe I	5	2,06	
3686,83	H ₁₉	4	2,37		3721,63	Ti II	13	1,71	
3688,45	Cr I	48	1,69		3721,94	H ₁₄	3	2,71	
3689,45	Fe I	386	1,81		3722,56	Fe I	5	1,91	
3690,45	Fe I	497	2,25		3723,63	Ti II	72	1,77	
3690,73	Fe I	807	1,34		3724,10	Ti II	73	1,86	
3691,55	H ₁₈	4	2,27		3724,38	Fe I	124	1,87	
3692,60	Zr II	56	1,62		3724,94	Eu II	2	1,70	
3693,09	Cr I	216	1,36		3725,49	Fe I	534	1,47	
3694,00	Fe I	394	1,93		3725,65	Fe I	75	1,47	
3694,11	Ca II	18	1,65		3726,89	Fe I	75	1,93	
3694,91	Ce II	63	2,03		3727,35	V II	21	1,90	
3695,05	Fe I	229	1,68		3727,62	Fe I	21	1,96	
3695,86	Cr I	217	1,40		3728,42	Ce II	47	1,76	
3696,39	Ti II	73	1,32		3728,66	Fe I	227	1,53	
3697,15	H ₁₇	3	2,53		3728,88	Mn I	24	1,31	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$	
			γ Cyg	ε Peg				γ Cyg	ε Peg
3729,49	Mn I	8	1,48		3759,29	Ti II	13	2,40	
3729,74	Zr II	8	1,66		3760,24	V II	21	1,92	
3730,46	Fe I	389	1,85		3760,53	Fe I	76	1,83	
3730,94	Fe I	228	1,73		3761,32	Ti II	13	2,40	
3731,15	Fe I	950	1,83		3761,86	Ti II	107	1,96	
3731,98	V II	92	1,60		3762,20	Fe I	705	1,60	
3732,39	Fe I	76	1,94		3763,00	Gd II	1	1,63	
3732,76	V II	15	1,91		3763,57	Fe I	128	1,79	
3733,31	Fe I	5	1,92		3763,79	Fe I	21	2,09	
3734,37	H ₁₃	3	2,73		3764,09	Fe II	29	1,94	
3734,86	Fe I	21	1,98		3765,54	Fe I	608	1,95	
3736,01	V II	102	1,53		3766,09	Fe I	226	1,26	
3736,90	Ca II	3	2,12		3766,62	Cr II	20	1,90	
3737,13	Fe I	5	2,04		3767,19	Fe I	21	2,03	
3738,13	Zr II	17	1,67		3767,89	Zr II	31	1,51	
3738,38	Cr II	20	2,00		3768,03	Fe I	73	1,72	
3739,31	Fe I	74	1,87		3768,39	Gd II	2	1,58	
3739,60	Ti II	107	1,82		3768,62	Cr I	42	1,28	
3740,42	Fe I	667	1,73		3769,45	Ni II	4	1,88	
3741,05	Ti I	17	1,68		3769,99	Fe I	387	1,32	
3741,63	Ti II	72	2,10		3770,63	H ₁₁	2	2,85	
3742,62	Fe I	387	1,89		3771,50	Fe I	607	1,25	
3743,36	Fe I	21	2,09		3771,98	Zr II	44	1,48	
3743,57	Cr I	43	1,66		3772,53	Ni I	15	1,45	
3744,10	Fe I	385	1,77		3772,96	V II	100	1,45	
3744,49	Cr I	43	1,22		3773,69	Fe I	386	1,51	
3745,56	Fe I	5	2,15		3774,33	Y II	7	2,00	
3745,90	Fe I	5	2,15		3774,65	Ti II	12	1,96	
3746,48	Fe I	73	1,80		3774,82	Fe I	73	1,96	
3746,93	Fe I	386	1,64		3775,54	Ni I	33	2,11	
3747,55	Y II	8	1,77		3776,06	Ti II	72	2,00	
3748,26	Fe I	5	2,05		3776,56	Y II	8	1,89	
3748,96	Fe I	386	1,77		3777,06	Fe I	432	1,37	
3749,48	Fe I	21	2,01		3777,44	Fe I	223	1,63	
3750,15	H ₁₂	2	2,93		3778,06	Ni I	15	1,67	
3750,88	V II	21	1,86		3778,35	V II	21	1,89	
3751,60	Zr II	71	1,86		3779,48	Fe I	74	1,90	
3752,42	Fe I	385	1,62		3780,39	Nd II	19	1,21	
3752,86	Ti I	17	1,70		3780,67	La II	55	1,52	
3753,61	Fe I	73	1,94		3781,18	Fe I	74	1,70	
3754,59	Cr II	20	1,95		3781,62	Ce II	163	1,59	
3755,13	Cr II	20	1,64		3781,93	Fe I	917	1,41	
3755,44	Co I	96	1,62		3782,24	Zr II	44	1,46	
3756,06	Fe I	74	1,47		3782,45	Fe I	388	1,64	
3756,55	Cr II	144	1,78		3783,34	Fe II	14	2,03	
3757,68	Ti II	72	2,06		3783,53	Ni I	30	1,91	
3758,23	Fe I	21	2,08		3784,27	Fe I	607	1,49	
3759,08	La II	8	2,09		3785,70	Fe I	608	1,76	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ε Peg				γ Cуг	ε Peg
3785,95	Fe I	177	1,94		3815,84	Fe I	45	2,05	
3786,33	Ti II	12	1,99		3816,34	Fe I	73	1,86	
3786,67	Fe I	22	1,97		3816,87	Co I	86	1,34	
3787,16	Fe I	916	1,78		3817,84	Cr I	40	1,85	
3787,88	Fe I	21	2,00		3818,34	Y II	7	1,88	
3788,70	Y II	7	2,00		3819,84	Zr II	81	1,93	
3789,17	Fe I	289	1,72		3820,42	Fe I	20	2,03	
3789,49	Cr I	41	1,64		3821,18	Fe I	608	1,92	
3790,09	Fe I	22	1,97		3821,83	Fe I	222	1,88	
3790,75	Fe I	73	1,87		3823,51	Mn II	6	1,70	
3791,50	Fe I	223	1,49		3823,99	V I	44	1,72	
3791,73	Fe I	703	1,57		3824,07	Fe I	224	1,84	
3792,15	Fe I	287	1,71		3824,44	Fe I	4	2,07	
3792,83	Fe I	74	1,66		3824,91	Fe II	29	1,91	
3793,35	Fe I	388	1,84		3825,83	Fe I	20	2,09	
3793,60	Ni I	4	1,97		3826,42	Cr I	70	1,60	
3793,87	Fe I	367	1,63		3826,96	V II	128	1,76	
3794,34	Fe I	177	1,77		3827,82	Fe I	45	2,00	
3795,00	Fe I	21	1,92		3829,35	Mg I	3	2,02	
3796,47	Zr II	71	1,79		3829,77	Fe I	221	1,74	
3796,89	Ti II	12	1,87		3830,75	Fe I	224	1,75	
3797,90	H ₁₀	2	2,84		3831,69	Ni I	31	1,83	
3798,51	Fe I	21	1,92		3832,30	Mg I	3	1,93	
3799,54	Fe I	21	2,00		3832,89	Y II	7	1,83	
3799,81	Ti II	13	1,93		3833,22	V I	67	1,76	
3800,94	Mn II	14	1,20		3834,22	Fe I	20	1,99	
3800,73	Zr II	17	1,39		3835,38	H ₉	2	3,02	
3801,09	Ti I	165	1,35		3836,03	Ti II	12	1,84	
3801,68	Fe I	367	1,51		3836,76	Zr II	16	1,84	
3801,80	Fe I	367	1,76		3838,29	Mg I	3	1,53	
3804,01	Fe I	702	1,69		3838,98	Nd II	28	1,63	
3804,79	Cr I	139	1,51		3839,25	Fe I	529	1,82	
3805,34	Fe I	608	1,89		3839,61	Fe I	995	1,61	
3806,20	Fe I	731	1,62		3840,43	Fe I	20	1,95	
3806,76	Fe I	224	1,88		3841,05	Fe I	45	1,92	
3807,14	Ni I	33	1,99		3842,03	Cr I	70	1,61	
3807,53	Fe I	73	1,89		3843,00	Sc II	1	1,97	
3808,12	Ce II	59	1,59		3843,16	Sc II	17	1,84	
3808,73	Fe I	222	1,81		3843,80	Gd II	17	1,57	
3809,59	Mn I	6	1,64		3844,48	V II	20	1,57	
3810,75	Fe I	665	1,81		3845,17	Fe I	124	1,75	
3811,80	Fe I	701	1,70		3845,46	Co I	34	1,84	
3812,18	Y II	61	1,00		3846,00	Fe I	703	1,49	
3812,96	Fe I	22	2,03		3846,51	Y II	83	1,75	
3813,39	Ti II	22	1,99		3846,94	Fe I	176	1,86	
3813,94	Fe I	176	1,82		3847,32	V II	156	1,53	
3814,58	Ti II	12	2,02		3848,29	Fe I	224	1,75	
3815,43	Cr I	71	1,74		3848,59	Ce II	36	1,72	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ε Peg				γ Cug	ε Peg
3849,02	La II	12	1,71		3880,76	Sm II	10	1,49	
3849,96	Fe I	20	1,98		3881,86	Co I	18	1,75	
3850,82	Fe I	22	1,99		3882,28	Ti II	34	1,96	
3851,74	Nd II	35	1,59		3883,29	Cr I	23	1,57	
3852,57	Fe I	73	1,89		3883,43	V II	20	1,75	
3853,07	Zr II	81	1,56		3884,35	Fe I	282	1,66	
3853,46	Fe I	429	1,28		3884,84	V II	33	1,62	
3853,65	Si II	1	1,46		3885,15	Fe I	430	1,70	
3854,37	Fe I	567	1,84		3885,41	Zr I	7	1,75	
3855,32	Fe I	283	1,53		3886,28	Fe I	4	2,07	
3856,02	Si II	1	1,85		3887,05	Fe I	20	1,94	
3856,37	Fe I	4	2,10		3888,51	Fe I	45	1,81	
3857,00	Ce II	158	1,79		3889,05	H ₈	2	2,83	
3857,63	Cr I	69	1,26		3889,92	Fe I	564	1,53	
3858,30	Ni I	32	1,99		3890,84	Fe I	280	1,79	
3858,90	Cr I	138	1,60		3891,92	Fe I	733	1,66	
3859,21	Fe I	175	1,87		3892,89	Fe I	233	1,54	
3859,91	Fe I	4	2,08		3893,39	Fe I	430	1,85	
3861,16	Co I	33	1,64		3893,92	Fe I	175	1,89	
3861,34	Fe I	283	1,70		3894,49	Fe I	566	1,44	
3862,59	Si II	1	1,77		3894,97	Co I	18	1,50	
3863,32	Nd II	27	1,70		3895,65	Fe I	4	2,03	
3863,74	Fe I	280	1,85		3896,11	Fe II	23	1,91	
3865,52	Fe I	20	2,02		3897,44	Fe I	429	1,58	
3866,54	Cr II	130	1,63		3898,01	Fe I	20	1,95	
3866,74	V II	11	1,82		3898,48	Ti I	13	1,46	
3867,21	Fe I	488	1,80		3899,14	V II	33	1,90	
3867,92	Fe I	221	1,50		3899,70	Fe I	4	2,03	
3868,24	Fe I	430	1,33		3900,54	Ti II	34	2,05	
3868,39	Ti I	175	0,96		3902,39	Gd II	19	1,29	
3869,04	Nd II	34	1,26		3902,55	V I	43	1,14	
3869,56	Fe I	284	1,76		3902,95	Fe I	45	1,77	
3871,75	Fe I	429	1,90		3903,27	V II	11	1,93	
3872,15	A II	54	1,72		3903,77	Zr II	7	1,73	
3872,50	Fe I	20	2,02		3905,52	Si I	3	1,81	
3873,12	Co I	18	1,86		3906,48	Fe I	4	1,89	
3873,76	Fe I	175	1,91		3907,10	Eu II	5	1,68	
3874,05	Fe I	120	1,90		3907,65	Ti II	97	1,57	
3875,26	Ti I	15	1,36		3908,03	Pr II	11	1,68	
3875,80	Ca I	26	1,66		3908,54	Fe II	29	1,69	
3876,04	Fe I	22	1,76		3908,68	Fe I	153	1,59	
3876,97	Ce II	82	1,30		3909,83	Fe I	364	1,66	
3878,02	Fe I	20	2,02		3910,84	Fe I	284	1,50	
3878,28	Y II	7	1,88		3912,20	V I	42	1,65	
3878,57	Fe I	4	2,07		3912,32	Ti II	97	1,60	
3879,22	Cr I	138	1,20		3913,46	Ti II	34	1,85	
3879,60	Cr II	33	1,30		3914,33	V II	33	1,60	
3880,34	A II	54	1,30		3914,48	Fe II	3	1,92	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ C _{yg}	ϵ P _{eg}				γ C _{yg}	ϵ P _{eg}
3915,94	[Zr II	17	1,89		3955,95	Fe I	488	1,57	
3916,41	V II	10	1,89		3956,45	Fe I	604	1,65	
3916,73	Fe I	606	1,80		3956,68	Fe I	278	1,65	
3917,18	Fe I	20	1,85		3956,90	Ce II	176	1,64	
3918,31	Fe I	124	1,85		3957,02	Fe I	562	1,65	
3918,64	Fe I	430	1,79		3958,24	Zr II	16	1,83	
3919,06	Fe I	430	1,79		3958,60	Ni I	150	1,93	
3919,15	Cr I	23	1,43		3960,28	Fe I	913	1,07	
3920,26	Fe I	4	1,99		3961,52	Al I	1	1,82	
3921,02	Zr II	42	1,64		3963,10	Fe I	562	1,24	
3921,54	La II	40	1,55		3963,69	Cr I	38	0,94	
3922,91	Fe I	4	1,94		3973,65	Fe I	769	1,43	
3923,50	Sc II	9	1,20		3974,16	Fe II	29	1,57	
3924,64	Ce II	190	1,15		3981,62	Fe I	428	1,70	
3925,15	Co I	131	1,17		3981,99	Ti II	11	1,80	
3925,64	Fe I	364	1,55		3982,59	Y II	6	1,93	
3925,94	Fe I	364	1,55		3983,13	Sm II	38		1,66
3926,49	V II	11	1,01		3983,69	Al II	32	1,93	
3927,92	Fe I	4	1,78		3983,96	Fe I	277	1,46	2,03
3930,29	Fe I	4	1,45		3984,37	Cr I	38		1,78
3940,32	Ti II	97	0,92		3984,76	Zr II	7	1,82	1,67
3940,88	Fe I	20	1,28		3985,39	Fe I	661	1,46	1,88
3941,49	Cr I	23	1,34		3985,58	Ti I	188	1,57	
3942,15	Ce II	37	1,43		3986,18	Fe I	560	1,63	1,85
3942,44	Fe I	364	1,56		3986,75	Mg I	17	1,69	1,87
3942,74	Ce II	57	1,37		3986,82	Mn I	33		
3943,34	Fe I	72	1,23		3987,09	Mn I	33		1,84
3943,88	Ce II	234	1,31		3987,63	Ti II	11	1,90	1,68
3944,00	Al I	1	1,84		3988,51	La II	40	1,80	1,82
3944,74	Fe I	361	1,69		3989,06	Sc II	8	1,60	1,71
3945,21	Fe II	3	1,79		3989,80	V II	32	1,82	
3945,96	Cr I	134	0,99		3989,85	Fe I	768		2,15
3947,00	Fe I	561	1,59		3990,10	Nd II	19	1,64	
3947,53	Fe I	361	1,69		3990,37	Fe I	527	1,50	
3947,83	Sm II	33	1,56		3991,12	Cr I	38	1,89	1,82
3948,10	Fe I	562	1,68		3991,67	Cr I	38	1,51	1,94
3948,48	Fe I	560	1,83		3992,39	Fe I	604	1,48	1,70
3949,10	La II	41	1,91		3992,84	Cr I	67	1,26	1,70
3949,95	Fe I	72	1,81		3993,40	Ba I	8		1,63
3950,35	Y II	6	1,92		3993,82	Ce II	12	1,47	
3951,16	Fe I	661	1,78		3994,00	Fe I	560	1,67	
3951,76	Cr I	136	1,53		3994,11	Fe I	526	1,40	
3951,96	V II	10	1,91		3994,50	La II	78	1,61	1,88
3952,60	Fe I	278	1,81		3994,83	Pr II	11		1,92
3953,50	Fe I	770	1,64		3995,49	Sc II	16	1,78	1,86
3953,86	Fe I	362	1,14		3995,74	La II	27	1,79	
3954,71	Fe I	606	1,09		3995,99	Fe I	279	1,72	1,84
3955,35	Fe I	562	1,57		3996,26	Fe I	561		1,84

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
3996,60	Sc I	7		1,60	4020,49	Fe I	913	1,18	1,85
3996,90	Fe I	945		1,80	4020,87	Nd II	19	1,46	
3997,39	Fe I	278	1,93	1,83	4020,90	Co I	16		1,84
3998,05	Fe I	276	1,89		4021,33	Nd II	36	1,39	1,58
3998,63	Ti I	12	1,83	1,94	4021,86	Fe I	278	1,87	
3998,98	Zr II	16	1,93	1,74	4022,05	Ni I	238	1,32	1,89
3999,24	Ce II	57	1,78		4022,26	Cr I	268		1,73
4000,46	Fe I	426	1,80	1,83	4022,74	Fe I	556		1,59
4001,04	Ce II	193	0,95	1,69	4023,23	Sm II	4	1,50	1,65
4001,44	Cr I	268		1,60	4023,38	V II	32	1,90	
4001,66	Fe I	72	1,76	1,81	4023,68	Sc I	7		1,73
4002,06	Fe II	29	1,80	1,26	4024,10	Fe I	277	1,28	1,79
4002,55	Zr I	46	1,41	1,66	4024,45	Zr II	54	1,75	1,68
4002,94	V II	9	1,85	1,64	4024,57	Ti I	12	1,73	1,91
4003,76	Fe I	728	1,58		4025,13	Ti II	11	2,03	1,82
4003,78	Ti I	188		1,67	4025,87	La II	42	0,99	1,44
4004,01	Nd II		1,41		4026,16	Cr I	37		1,45
4004,97	Fe I	486	1,84	2,10	4026,53	Ti I	185		1,72
4005,24	Fe I	43		1,97	4027,10	Cr I	37		1,81
4006,31	Fe I	603	1,61	1,76	4028,33	Ti II	87	1,87	1,70
4006,76	Fe I	320	1,68	1,80	4029,64	Ti II	87	1,87	1,75
4007,27	Fe I	277	1,69	1,80	4030,19	Fe I	72	1,99	
4008,05	Ti I	187	1,18	1,69	4030,75	Mn I	2	2,04	2,07
4008,17	V II	32	1,46		4030,90	Fe I	943		1,97
4008,60	Sc II	16	1,37		4031,35	Zr II	42	1,69	
4008,92	Ti I	12	1,50	1,89	4031,73	Fe I	427	1,92	
4009,71	Fe I	72	1,87	1,90	4031,75	Ti I	185		1,91
4010,77	Fe I	219	1,35		4032,63	Fe I	44	1,81	1,90
4011,41	Fe I	218	1,23		4033,07	Mn I	2	2,05	1,94
4011,71	Fe I	153	1,12		4034,10	Zr II	42	1,57	
4012,12	Fe I	601		2,02	4034,49	Mn I	2	2,03	1,98
4012,37	Ti II	11	2,04	1,82	4035,63	V II	32	1,96	
4013,24	Ti I	186		1,31	4035,73	Mn I	5		1,93
4013,64	Fe I	557	1,37	1,91	4036,37	Fe I	279		1,55
4013,82	Fe I	486	1,63	1,83	4036,77	V II	9	1,85	1,43
4014,48	Sc II	8	1,93	1,82	4036,80	Cr I	36		
4014,66	Cr I	268		1,56	4037,29	Cr I	36	1,22	1,65
4014,89	Ce II	157	1,34		4037,66	Ce II	218	1,16	
4015,38	Ti I	185		1,72	4037,72	Fe I	118		1,41
4015,50	Ni II	12	1,69	1,67	4037,90	Gd II	49	1,22	
4016,43	Fe I	560	1,33	1,67	4039,10	Cr I	251		1,67
4017,15	Fe I	527	1,76	1,79	4039,57	V II	32	1,38	
4017,56	Ni I	171		1,67	4039,94	Fe I	276	1,34	1,83
4018,10	Mn I	5	1,72	1,90	4040,24	Zr II	54	1,37	
4018,28	Fe I	560	1,67		4040,65	Fe I	655	1,87	1,92
4018,82	Nd II	19	1,08		4041,36	Mn I	5	1,84	2,04
4019,05	Fe I	219	1,27	1,78	4041,67	Sm II	22	1,26	1,70
4020,05	Fe I	556	1,03	1,58	4042,25	Cr I	36		1,87

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
4042,75	Fe I	556	1,60		4061,08	Nd II	10	1,69	1,74
4043,69	Fe I	122	1,30	1,87	4061,74	Mn I	29		1,70
4043,90	Fe I	276	1,72		4061,77	Cr II	19	1,74	
4044,61	Fe I	359	1,76	1,92	4062,44	Fe I	359	1,76	1,94
4045,13	Fe I	425	1,48		4063,28	Fe I	698	1,86	
4045,59	Fe I	559	1,82		4063,60	Fe I	43	2,10	2,07
4045,81	Fe I	43	2,01	2,15	4064,35	Ti II	106	1,63	
4046,34	Ce II	81	1,50		4064,46	Fe I	44		1,92
4047,31	Fe I	117	1,16	1,81	4065,07	V II	215	1,34	
4047,79	Sc I	7		1,81	4065,09	Ti I	80		1,82
4048,75	Mn I	5	1,93	1,86	4065,40	Fe I	698	1,37	
4048,99	Mn I	48	1,87	1,78	4066,59	Fe I	424		1,89
4049,14	Cr II	143	1,44		4066,98	Fe I	358		1,88
4049,34	Fe I	218		1,52	4067,03	V II	9		1,81
4049,71	Ni I	169	1,44		4067,27	Fe I	217	1,85	1,93
4050,32	Zr II	43	1,73	1,68	4067,39	La II	26	1,71	
4051,06	V II	32	1,63		4067,98	Fe I	561	1,82	1,91
4051,35	V I	121		1,74	4068,54	Co I	58		1,70
4051,97	Cr II	19	1,88	1,80	4068,83	Ce II	82	1,34	
4052,31	Fe I	700	1,34	1,76	4069,08	Fe I	557		1,79
4052,66	Fe I	524	1,08	1,80	4069,26	Nd II	20	1,34	
4052,93	Ti I	208		1,84	4070,03	Fe II	22	1,54	
4053,45	Cr II	19	1,83	1,71	4070,27	Mn I	5	1,32	1,80
4053,81	Ti II	87	1,98	1,72	4070,76	Fe I	558	1,71	1,80
4054,11	Cr II	19	1,76		4071,09	Zr II	54	1,41	—
4054,18	Fe I	557		1,71	4071,74	Fe I	43	2,10	2,02
4054,61	Co I	2	1,82	1,93	4072,51	Fe I	698	1,46	1,80
4054,83	Fe I	698		1,93	4073,47	Cl II	4	1,65	—
4055,01	Ti I	80	1,75	2,01	4073,76	Fe I	558	1,68	1,78
4055,05	Fe I	218			4074,35	Ti I	254	—	1,43
4055,54	Mn I	5	1,71	1,82	4074,79	Fe I	524	1,69	1,79
4056,21	Ti II	11	1,82	1,83	4075,27	Nd II	19	1,42	1,80
4056,53	Fe I	320		1,84	4075,84	Sm II	51	—	1,91
4056,79	Cr I	306		1,87	4075,95	Fe II	21	1,78	—
4057,19	Cr I	156			4076,12	Co I	16	1,59	—
4057,19	Co I	3		1,95	4076,63	Fe I	558	1,93	1,95
4057,50	Mg I	16	1,83	1,94	4076,87	Cr II	19	1,85	—
4057,81	Cr I	251		1,83	4077,35	La II	41		2,10
4057,95	Mn I	29		1,91	4077,38	Y I	7		
4058,18	Co I	16		1,95	4077,71	Sr II	1	2,14	2,10
4058,22	Fe I	558	1,61		4078,36	Fe I	217	1,78	1,97
4058,76	Fe I	120	1,69		4079,18	Fe I	700	1,50	
4058,93	Mn I	5	1,69	1,73	4079,24	Mn I	5		1,97
4059,32	Co I	2			4079,42	Mn I	5	1,68	
4059,39	Mn I	29	1,01	2,09	4079,84	Fe I	359	1,53	1,92
4059,72	Fe I	767	1,42	1,76	4080,22	Fe I	558	1,59	1,79
4060,09	Ti I	254	1,26		4080,22	Cr I	66		
4060,62	Cr I	156		1,76	4080,44	V II	214	1,28	—

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4080,88	Fe I	557	1,14	1,74	4099,77	Mg I	46	0,75	1,90
4081,22	Zr I	46		1,76	4099,79	V I	27		
4081,22	Ce II	4	1,49		4100,74	Fe I	18	1,55	1,87
4082,12	Fe I	698	1,29	1,82	4101,73	H ₈	1	2,83	2,96
4082,44	Fe I	906	1,30	1,95	4102,92	Si I	2	1,54	1,85
4082,45	Ti I	80			4103,62	Fe I	650	—	1,75
4082,94	Mn I	5	1,56	1,80	4104,13	Fe I	356	1,56	1,87
4083,23	Ce II	60	1,54	—	4104,46	Fe I	422	—	1,83
4083,62	[Mn I	5	1,79	1,97	4104,77	Fe I	320	1,10	—
4084,49	Fe I	698	1,78	1,83	4104,97	Fe I	694	1,26	—
4085,01	Fe I	358	1,76	1,87	4105,36	Mn I	47	—	1,90
4085,26	Fe I	276	1,67	1,89	4106,13	Ce II	160	1,23	—
4085,68	Zr II	54	1,77	1,89	4106,27	Fe I	217	1,34	1,92
4086,14	Cr II	26	1,79	1,86	4106,43	Fe I	697	1,56	1,88
4086,72	La II	10	1,50	1,82	4107,49	Fe I	354	1,83	1,91
4087,09	Fe I	694	1,78	1,70	4108,13	Fe I	559	—	1,78
4087,27	Fe II	28	1,51	1,78	4108,48	Co I	2	0,75	1,81
4087,63	Cr II	19	1,65	1,60	4109,07	Fe I	558	1,65	1,78
4088,29	Co I	2	—	1,63	4109,45	Nd II	10	1,75	—
4088,56	Fe I	906	1,36	—	4109,80	Fe I	357	1,85	—
4088,75	Fe II	39	1,47	1,62	4110,33	Ca II	17	1,57	—
4089,22	Fe I	422	1,25	1,71	4110,53	Co I	29	—	2,02
4089,63	Cr I	260	0,98	—	4110,87	Cr I	97	1,79	2,03
4090,08	Fe I	700	1,20	1,77	4110,90	Mn I	37		
4090,52	Zr II	29	1,67		4111,36	Cr I	97	1,45	1,99
4090,57	V I	41		1,86	4111,67	Cr I	97	1,47	1,77
4090,98	Fe I	695	1,23	1,68	4112,17	Fe I	275	1,24	—
4091,56	Fe I	357	1,14	1,60	4112,35	Fe I	695	1,21	1,80
4092,38	Co I	29	—	1,97	4112,59	Cr II	18	1,61	
4092,51	Fe I	18	1,65	1,95	4112,70	Ti I	9		1,99
4092,63	Ca I	25	1,43	—	4112,97	Fe I	1103	1,54	1,92
4093,06	Cr I	260	1,51	1,54	4113,24	Cr II	18	1,30	—
4093,49	V I	52	—	1,60	4113,51	V I	52	—	1,80
4093,95	Ce II	160	1,98	1,45	4113,72	Cl II	137	1,66	—
4094,47	Gd II	48	1,11	1,61	4114,45	Fe I	357	—	1,83
4094,93	Ca I	25	1,40	1,73	4114,95	Fe I	695	1,27	1,92
4095,27	Fe I	1075	0,92	—	4115,18	V I	27	1,27	—
4095,48	V I	41	—	1,80	4115,37	Cl II	22	1,25	—
4096,21	Fe I	18	1,76	1,99	4115,89	Fe I	910	0,89	
4096,63	Zr II	15	1,58	—	4115,98	Ni I	255		1,52
4097,09	Fe I	558	1,41	1,83	4116,47	V I	27	1,25	1,96
4097,96	Cr I	97	—	1,59	4116,70	V I	27	1,37	1,96
4098,18	Cr I	97			4116,97	Fe I	558	0,74	1,95
4098,18	Fe I	538	1,65	1,82	4117,32	Fe I	484	1,41	—
4098,53	Ca I	25	1,65	1,85	4117,71	Fe I	833	1,65	1,72
4099,01	Cr I	108			4118,14	Ce II	11	1,75	—
4099,08	Fe I	600		1,79	4118,54	Fe I	801	1,99	1,79
					4118,77	Co I	28	1,73	2,06

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^8$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^8$	
			γ Cyg	ε Peg				γ Cyg	ε Peg
4118,90	Fe I	559	1,92	—	4133,80	Ce II	4		
4119,44	Cr I	65	1,60	2,03	4133,86	Fe I	698	1,75	1,77
4119,53	Fe II	21	1,62	—	4134,34	Fe I	3	1,71	2,05
4119,88	Ce II	83	1,57	—	4134,68	Fe I	357	1,82	—
4120,03	Ti I	253	—	1,81	4135,44	Ce II	188	1,46	1,71
4120,21	Fe I	423	1,41	—	4135,77	Fe I	1073	0,83	1,55
4120,53	V I	41	—	1,78	4136,51	Fe I	694	1,30	1,72
4120,61	Cr I	65			4137,00	Fe I	726	1,67	1,84
4120,83	Ce II	112	1,73	—	4137,42	Fe I	1103	1,48	—
4121,32	Co I	28	1,73	1,86	4137,65	Ce II	2	1,69	—
4121,80	Fe I	356	1,64	1,91	4138,40	Fe II	39	1,56	1,58
4122,16	Cr I	65	—	1,87	4138,84	Fe I	117		1,56
4122,52	Fe I	356	—	1,83	4139,93	Fe I	18	1,33	1,92
4122,64	Fe II	28	1,97	1,88	4140,44	Fe I	694	1,20	1,71
4123,23	La II	41	1,91	1,89	4141,35	Fe I	480	0,99	1,54
4123,28	Mn I	47			4141,86	Fe I	422	—	1,80
4123,48	Ce II	22	1,57	—	4142,39	Ce II	10	1,65	—
4123,56	Ti I	296			4142,90	V II	226	1,35	—
4123,57	V I	27	—	1,92	4143,07	Fe II	188	1,68	—
4123,74	Fe I	217	1,60	1,95	4143,42	Fe I	523	1,89	—
4124,07	V I	52	—	1,98	4143,87	Fe I	43	2,02	2,12
4124,79	Fe II	22	1,91	1,32	4144,49	Ce II	3	1,43	—
4124,91	Y II	14	—	1,70	4144,99	Ce II	9	1,47	—
4125,62	Fe I	1103	1,55	1,81	4145,20	Fe I	274	—	1,71
4126,19	Fe I	695	1,64	1,81	4145,77	Cr II	162	1,47	—
4126,52	Cr I	35	—	1,61	4146,07	Fe I	422	1,52	1,75
4126,88	Fe I	354	1,51	1,56	4146,23	Ce II	203	1,46	—
4127,36	Ce II	4	1,67	—	4146,47	Cr I	108	—	1,50
4127,61	Fe I	357	1,85	1,95	4147,49	Fe I	832	1,37	—
4127,64	Cr I	65			4147,67	Fe I	42	1,79	2,02
4127,80	Fe I	558	1,80	1,93	4149,22	Zr II	41	1,95	1,89
4128,05	Si II	3	1,90		4149,76	Fe I	3	1,78	1,95
4128,05	V I	27		1,93	4150,42	Co I	16	1,49	1,77
4128,73	Fe II	27	1,85	1,65	4150,97	Zr II	42	1,73	1,71
4129,21	Cr I	97	1,73	—	4150,97	Ti I	206		
4129,46	Fe I	695	—	1,88	4151,97	Ce II	2	1,86	—
4129,73	Eu II	1	1,81	1,88	4152,17	Fe I	18	1,85	2,02
4130,03	Fe I	44	1,29	—	4153,06	Cr I	35	1,14	—
4130,37	Gd II	19	1,42	1,83	4153,32	V I	26	—	1,62
4130,64	Ba II	4		1,69	4153,67	Ce II	159	—	1,63
4130,70	Ce II	209	1,74		4153,90	Fe I	695	1,82	1,82
4131,09	Ce II	112	1,38	—	4154,10	Fe I	694	—	1,82
4131,43	Mn I	37	—	1,73	4154,50	Fe I	355	1,87	1,83
4132,06	Fe I	43	2,02	1,99	4154,81	Fe I	694	1,78	1,82
4132,41	Cr II	26	1,70		4155,52	Mn I	37	—	1,58
4132,90	Fe I	357	1,86	1,85	4156,24	Zr II	29	1,94	1,83
4133,36	Nd II	19	1,74	1,64	4156,26	Nd II	14		

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти-плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти-плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4156,80	Fe I	354	1,89	1,89	4181,75	Fe I	354	1,91	1,94
4157,78	Fe I	695	1,74	1,83	4182,38	Fe I	476	1,64	—
4158,42	Co I	144	1,63	—	4182,59	V I	24	1,65	1,86
4158,45	Fe II	12	—	1,65	4183,43	V II	37	1,72	—
4158,79	Fe I	695	1,57	1,55	4184,32	Ti II	21	1,85	1,82
4159,03	Ce II	246	1,38	—	4184,90	Fe I	355	1,77	1,82
4160,62	Fe II	39	1,51	—	4185,34	Cr I	106	1,09	1,84
4161,08	Fe I	689	—	1,76	4186,12	Ti I	129	0,92	1,80
4161,52	Ti II	21	1,91	1,79	4186,60	Ce II	1	1,77	1,76
4161,79	Sr II	3	1,98	1,82	4186,70	Zr II	70	—	—
4163,51	Ce II	35	1,67	—	4187,05	Fe I	152	1,93	1,98
4163,62	Cr I	35	—	—	4187,80	Fe I	152	1,94	2,04
4163,64	Ti II	105	2,05	1,78	4188,69	Ti I	220	1,56	1,77
4164,24	Fe I	694	—	1,80	4189,56	Fe I	940	1,40	1,79
4164,63	Ni I	28	—	1,80	4189,84	V I	24	—	1,73
4165,60	Ce II	10	1,38	1,62	4190,29	Ti II	21	1,64	—
4166,00	Ba II	4	1,61	—	4190,66	Cr I	35	—	1,74
4166,37	Zr I	45	1,17	1,58	4191,27	Cr I	35	—	1,99
4167,27	Mg I	15	1,41	1,82	4191,43	Fe I	152	1,95	2,01
4167,67	Ti II	21	1,76	—	4191,68	Fe I	355	1,72	—
4167,86	Fe I	599	1,46	1,80	4193,87	Ce II	85	—	—
4168,31	Cr I	261	—	1,63	4193,89	Cr I	248	1,19	1,77
4168,62	Fe I	689	1,28	1,73	4194,50	Fe I	274	—	1,49
4168,94	Fe I	694	1,16	—	4194,95	Cr I	248	—	1,87
4169,33	Ti I	163	—	1,80	4195,33	Fe I	693	1,81	1,89
4169,77	Fe I	693	1,46	1,68	4195,61	Fe I	478	1,56	—
4170,58	Cr II	18	1,36	—	4196,21	Fe I	693	1,79	1,93
4170,90	Fe I	482	1,82	1,85	4196,53	Fe I	418	1,75	1,93
4171,89	Ti II	105	1,99	—	4196,55	La II	41	—	—
4172,05	Ca I	1	—	2,05	4197,10	Fe I	18	—	1,97
4172,74	Fe I	19	2,00	2,00	4198,31	Fe I	152	1,96	—
4173,45	Fe II	27	2,04	1,91	4198,61	V I	24	1,86	2,10
4173,92	Fe I	19	1,84	2,08	4199,09	Fe I	522	1,94	1,86
4174,31	Mn II	2	1,68	1,45	4199,27	Y II	5	1,37	1,86
4174,91	Fe I	19	1,76	2,04	4199,97	Fe I	3	—	2,09
4175,64	Fe I	354	1,83	1,86	4200,09	Fe I	993	0,92	—
4176,57	Fe I	689	1,75	1,76	4200,78	Fe I	44	1,55	1,94
4176,79	V I	6	—	1,87	4200,89	V I	6	—	—
4177,54	Y II	14	2,04	2,07	4201,45	Zr I	45	1,15	—
4177,60	Fe I	18	—	—	4202,03	Fe I	42	2,00	2,05
4178,01	Sm II	16	1,38	—	4202,35	V II	25	1,82	—
4178,39	V II	25	1,63	—	4202,75	Fe I	521	1,52	1,82
4178,86	Fe II	28	2,03	—	4203,57	Fe I	19	1,28	1,93
4179,41	V I	25	1,83	1,89	4203,59	Cr I	35	—	—
4179,44	Cr II	26	—	—	4203,98	Fe I	355	1,80	1,90
4179,60	Nd II	19	—	1,91	4204,69	Y II	1	1,82	2,01
4179,81	Zr II	99	1,43	1,71	4205,05	Eu II	1	1,90	—
4181,20	Fe I	908	1,15	—					

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4205,48	Fe II	22	1,79	—	4229,52	Fe I	649	1,43	—
4205,54	Fe I	689	—	1,84	4229,76	Fe I	41	1,50	1,99
4205,92	Ti II	33		1,65	4230,29	Cr I	106	—	1,72
4206,70	Fe I	3	1,70	2,11	4230,58	Fe I	478	—	1,72
4207,13	Fe I	352	1,61	1,86	4231,04	Ni I	136	—	1,58
4207,35	Cr II	26	1,48	—	4231,16	V II	25	1,05	
4208,35	Cr I	249	—	1,82	4231,52	Fe I	647	1,40	1,64
4208,61	Fe I	689	1,61	1,84	4231,64	Zr II	99	1,26	—
4208,99	Zr II	41	1,83	1,80	4232,22	Cr I	294	1,44	—
4209,36	Cr I	248	—	1,65	4232,72	Fe I	3	—	1,87
4209,74	V II	25	1,69		4233,16	Fe II	27	2,09	2,03
4209,85	V I	24		1,91	4233,60	Fe I	152	1,91	1,87
4210,35	Fe I	152	1,86	2,02	4234,25	V II	25	1,44	—
4210,77	Cr I	106	—	1,65	4234,52	V I	6	1,17	1,82
4211,35	Cr I	133	1,12	1,84	4234,52	Cr I	178		
4211,88	Zr II	15	1,82	1,95	4235,14	Mn I	23	1,50	1,90
4212,95	Pd I	7	—	1,76	4235,84	Fe I	172	1,99	2,07
4213,65	Fe I	355	1,55	1,86	4236,82	V II	18	—	1,71
4213,86	Zr I	45	1,42	1,85	4237,08	Fe I	19	1,43	1,94
4214,04	Ce II	203	—	1,90	4237,71	Cr I	132	1,01	1,83
4215,52	Sr II	1	2,07	2,15	4237,78	Ti I	252		
4216,18	Fe I	3	1,83	2,15	4237,83	Fe I	689	1,61	—
4217,28	Nd II	57	1,35	1,77	4238,03	La II	41	1,67	1,78
4217,55	Fe I	693	1,67	1,92	4238,38	Mn II	2	1,77	1,93
4218,21	Fe I	172	1,01	1,63	4238,79	Fe I	693		
4219,36	Fe I	800	1,78	1,96	4238,81	Zr I	45	1,05	1,65
4219,41	Fe I	419			4239,31	Fe I	907		
4220,04	V II	25	1,57		4239,36	Fe I	18	1,80	2,02
4220,05	Fe I	994		1,89	4239,84	Fe I	45	1,40	1,82
4220,34	Fe I	482	1,62	—	4240,35	Zr I	764		
4221,57	Cr I	248	—	1,37	4240,37	Fe I	178	1,16	
4222,21	Fe I	152	1,87	1,93	4240,70	Cr I	178	1,02	1,82
4222,41	Zr II	80	1,71	—	4241,11	Fe I	351	1,85	
4222,73	Cr I	132	1,42	—	4242,38	Cr II	31	1,50	
4223,02	Gd II	141		1,85	4242,72	Ce II	58		
4223,47	Cr I	132		1,87	4242,73	Fe I	649		
4224,09	Cr II	31	1,77		4243,36	Fe I	906	1,14	1,80
4224,17	Fe I	689		1,76	4243,78	Fe I	994	1,06	1,56
4224,50	Fe I	689	1,73	1,95	4244,53	Fe II	12	0,94	—
4224,51	V II	25			4244,80	Ni II	9	1,26	—
4224,79	Ti I	301	—	1,93	4245,25	Fe I	352	1,68	1,92
4225,23	V II	37	1,90	—	4246,02	Fe I	649	1,60	1,86
4225,46	Fe I	693	—	2,03	4246,09	Fe I	906		
4225,75	Fe I	118	1,60	—	4246,82	Sc II	7	2,12	2,00
4226,42	Fe I	352	1,91	—	4247,31	Fe I	172	1,85	1,98
4226,72	Ca I	2	2,10	2,13	4248,22	Fe I	482	1,52	1,90
4227,34	Ti II	33	1,82	—	4248,67	Ce II	1	1,51	—
4228,71	Fe I	690	—	1,77	4248,72	Fe I	939		

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$	
			γ Cug	ε Peg				γ Cug	ε Peg
4249,32	Fe I	117			4271,76	Fe I	42	2,03	—
4249,33	Hf II	39	—	1,59	4273,31	Fe II	27	1,89	—
4249,81	Cr I	155	—	1,69	4273,87	Fe I	478	1,12	—
4250,12	Fe I	152	1,94	2,02	4274,80	Cr I	1	1,96	—
4250,79	Fe I	42	2,00	2,12	4275,57	Cr II	31	1,79	—
4251,88	Fe I	216	1,39	1,77	4275,64	La II	40	—	—
4252,30	Co I	1	—	1,95	4276,68	Fe I	976	1,25	—
4252,62	Cr II	31	1,70	—	4277,41	Fe I	214	1,34	—
4253,35	Ce II	77	1,25	1,64	4277,68	Fe I	172	—	2,11
4253,36	Gd II	46			4278,23	Fe I	691	1,76	—
4253,93	Fe I	905	—	1,72	4278,83	Ti I	252	—	1,88
4254,34	Cr I	1	2,00	2,10	4278,94	Cr II	17	1,20	—
4255,49	Fe I	416	1,19	1,70	4279,48	Fe I	993	—	1,83
4255,50	Cr I	105			4279,86	Fe I	351	—	1,85
4255,78	Ce II	81	1,32	—	4281,03	Cr II	17	1,37	—
4256,21	Fe I	790	1,32	1,74	4281,09	Mn I	23	—	—
4256,32	Fe I	172	1,35	—	4281,37	Ti I	44	1,43	1,71
4256,79	Fe I	1102	—	1,75	4282,40	Fe I	71	1,87	1,89
4257,36	Cr I	131	—	2,15	4283,01	Ca I	5	1,73	1,89
4258,15	Fe II	28	1,93	—	4284,21	Cr II	31	1,68	—
4258,32	Fe I	3	1,74	1,60	4284,41	Fe I	417	1,39	1,88
4258,52	Ti I	252	—	1,56	4284,68	Ni I	86	—	2,10
4258,62	Fe I	351	1,14	1,62	4284,72	Cr I	96	—	—
4259,15	Cr I	131	1,10	—	4285,44	Fe I	597	1,58	1,93
4260,13	Fe I	476	1,69	—	4286,00	Ti I	44	1,25	—
4260,47	Fe I	152	2,00	2,12	4286,44	Fe I	414	1,32	1,84
4261,35	Cr I	96	—	2,06	4286,51	Zr II	69	—	—
4261,92	Cr II	31	1,86	1,73	4286,97	La II	75	1,44	—
4262,67	Sm II	37	0,96	—	4286,97	Fe I	976	—	1,85
4263,13	Ti I	162	1,09	1,86	4287,40	Ti I	44	1,40	1,80
4263,14	Cr I	247			4287,71	Ti I	45	—	1,88
4263,50	Cr II	17	1,17	—	4287,89	Ti II	20	1,95	—
4263,83	V II	24	1,06	—	4288,14	Fe I	273	—	1,97
4264,20	Fe I	692	1,18	—	4288,16	Ti I	43	—	—
4264,74	Fe I	993	0,98	1,71	4288,78	Ti I	45	1,05	—
4265,26	Fe I	993	1,15	—	4288,78	V II	19	—	—
4265,92	Mn I	23	1,04	1,72	4288,96	Fe I	214	1,48	—
4266,73	Zr II	80	1,19	—	4289,06	Ti I	44	—	1,79
4266,97	Fe I	273	1,48	1,71	4289,36	Ca I	5	1,83	1,87
4267,83	Fe I	482	1,57	1,73	4289,72	Cr I	1	1,92	1,89
4268,74	Fe I	649	1,41	1,83	4290,22	Ti II	41	2,08	1,93
4269,02	Cr I	240	1,30	—	4290,87	Fe I	351	1,46	—
4269,28	Cr II	31	1,62	—	4290,93	Ti I	44	—	—
4269,50	La II	76	1,27	1,82	4291,46	Fe I	3	1,59	—
4270,13	Ti I	251	1,30	—	4292,13	Fe I	70	1,32	2,11
4270,18	Ce II	204			4292,67	Ti I	79	—	2,11
4270,31	Fe I	215	—	1,92	4293,14	Zr II	110	1,19	—
4271,15	Fe I	152	1,94	1,86					

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4294,10	Ti II	20	2,07		4320,96	Ti II	41	2,04	
4294,12	Fe I	41	—	1,92	4321,24	Cr I	83		1,72
4294,76	Sc II	15	1,88	1,65	4321,61	Cr I	177	1,18	
4294,78	Zr I	45			4321,65	Ti I	235		
4296,05	La II	53	1,62	—	4322,51	La II	25	1,34	1,97
4296,30	Cr I	146		2,01	4323,28	Sm II	8	0,92	
4296,56	Fe II	28	2,01	1,86	4323,44	Ti I	79		1,80
4297,05	Cr I	64		1,86	4325,01	Sc II	15	2,01	1,83
4297,73	Cr I	247	1,38	—	4325,74	Fe I	2	2,04	
4298,04	Fe I	520	1,55	—	4325,76	Fe I	42		
4298,66	Ti I	44	1,46	—	4326,74	Ba II	7	1,44	
4298,98	Ca I	5	1,92	1,84	4326,76	Fe I	413		
4299,24	Fe I	152	1,99	—	4326,98	Ti I	43	1,46	—
4300,05	Ti II	41	2,10	1,80	4327,92	Fe I	597	1,35	—
4300,56	Ti I	44	1,61	1,81	4328,91	Cr II	37	1,19	—
4301,08	Ti I	44	1,51	—	4329,54	Fe I	70	—	1,79
4301,92	Ti II	41	2,02	—	4330,26	Ti II	94	1,84	
4302,52	Ca I	5	1,86	—	4330,70	Ti II	41	1,93	1,61
4303,16	Fe II	27	2,01	1,95	4331,23	Co I	168		1,58
4303,57	Nd II	10	1,74	—	4331,64	Ni I	52		1,83
4304,55	Fe I	414	1,33	1,96	4331,79	V II	23	1,40	
4305,13	Fe I	272	1,62	—	4332,56	Cr I	176		1,89
4305,44	Sr II	3	1,89	2,05	4333,28	Zr II	132		1,80
4305,71	Sc II	15	1,90		4333,76	La II	24	1,77	
4306,72	Ce II	1	1,58		4334,77	V II	36		
4306,94	Ti I	44	1,38		4334,84	Ti I	43	1,02	
4307,74	Ca I	5	2,08		4335,46	Fe I	477	—	1,90
4307,90	Ti II	41	2,00	2,08	4336,25	Ce II	89	0,98	
4307,90	Fe I	42			4337,04	Fe I	41	1,84	1,79
4308,94	Zr II	88	1,54		4337,56	Cr I	22	1,67	1,59
4309,32	Ba II	11	1,85		4338,26	Fe I	70	1,44	2,04
4309,62	Y II	5	1,92		4340,13	Cr I	64		1,83
4312,55	Mn I	23		1,85	4340,47	H _γ	1	2,89	
4312,86	Ti II	41	2,04	1,73	4341,01	V I	5		2,05
4314,08	Sc II	15	2,08		4341,36	Ti II	32	1,75	
4314,28	Fe II	32	1,88		4342,23	Zr II	98	1,08	2,08
4314,35	Ti I	45		1,93	4343,22	Fe I	644	1,27	1,86
4314,97	Ti II	41	2,00		4344,29	Ti II	20	1,95	1,93
4315,08	Fe I	71	2,03		4344,50	Cr I	22	1,84	
4316,26	V II	23		1,98	4345,85	Sm II	7	1,07	2,05
4316,80	Ti II	94	1,81	—	4346,55	Fe I	598	1,31	—
4317,32	Zr II	40	1,51	2,01	4347,85	Fe I	828	1,32	1,92
4318,65	Ca I	5	1,80		4348,11	A II	7	0,97	—
4318,81	Fe I	215	1,41	1,77	4348,93	Fe I	414	1,04	1,95
4319,45	Fe I	214	0,88	1,64	4349,78	Ce II	59	1,26	
4320,52	Fe I	691			4350,83	Ti II	94	1,79	
4320,59	Cr I	96		1,92	4351,05	Cr I	22	1,75	
4320,74	Sc II	15	1,99	—	4351,76	Fe II	27	2,00	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти-плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти-плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4351,89	Mg I	14		2,05	4386,57	Fe II	26	1,59	
4352,73	Fe I	71	1,78	2,07	4386,85	Ti II	104	1,83	1,95
4354,60	Sc II	14	1,78	2,05	4387,50	Cr I	103		1,86
4355,09	Ca I	37	1,33	1,69	4387,89	Fe I	476	1,46	
4355,30	Ti I	174	—	1,91	4388,00	Ce II	5	1,53	
4355,94	V I	5	0,89	1,91	4388,07	Ti I	219		
4356,76	Cr I	130	1,17	1,89	4388,41	Fe I	830	1,51	1,98
4357,53	Fe I	994	1,05	1,64	4389,87	Ni I	87	1,26	
4358,16	Nd II	10	1,45		4389,97	V I	22		2,02
4358,50	Fe I	412	1,68	1,54	4390,46	Fe I	413	1,32	1,91
4358,73	Y II	5	1,82	1,87	4390,95	Fe I	414	1,88	1,96
4359,63	Cr I	22		1,90	4390,97	Ti II	61		
4359,74	Zr II	79	1,78		4391,75	Cr I	22	1,57	1,96
4360,80	Zr I	31	1,13	2,03	4392,58	Fe I	973	0,70	1,72
4360,81	Fe I	903			4393,03	Fe I	473	1,16	
4361,66	Ce II	157	—	1,89	4394,06	Ti II	51	1,94	1,99
4361,91	Co I	1	—	1,86	4394,94	Zr I	61		2,07
4362,04	Sm II	45			4395,03	Ti II	19	2,05	
4362,10	Ni II	9	1,44		4395,85	Ti II	61	1,90	1,94
4362,95	Cr I	82		1,77	4397,25	Cr I	129		1,67
4363,52	V I	23	—	1,64	4398,02	Y II	5	1,89	1,96
4364,01	Y II	70	—	1,74	4398,31	Ti II	61	1,90	—
4364,14	Cr I	130	—	1,85	4399,20	Cl II	81	1,30	1,74
4364,66	La II	53	1,36	1,75	4399,76	Ti II	51	1,99	1,99
4364,87	Cr I	153		1,79	4400,35	Sc II	14	1,97	
4367,65	Ti II	104	1,83		4401,29	Fe I	828	1,62	
4369,40	Fe II	28	1,81	2,03	4401,44	Fe I	350	1,60	
4369,77	Fe I	518	1,71		4403,35	Zr II	79	1,45	
4370,27	V II	31		2,00	4403,36	Sm II	22		
4370,96	Zr II	79	1,62		4404,75	Fe I	41	2,02	2,08
4371,27	Cr I	22	1,54	2,00	4405,40	Fe I	991		1,95
4372,22	Fe II	33	1,08		4405,69	Ti I	78		1,87
4373,56	Fe I	214	1,28	1,96	4406,15	V I	40		1,88
4374,45	Sc II	14	2,01	1,98	4406,64	V I	22	1,00	2,04
4374,82	Ti II	93	2,02	2,00	4407,27	Ce II	64		1,82
4374,94	Y II	13			4407,63	V I	22	1,82	2,05
4375,54	Co I	143		2,03	4407,67	Ti II	51		
4375,93	Fe I	2	1,88	2,08	4408,20	V I	22	1,73	2,06
4376,79	Cr I	304	1,00		4408,41	Fe I	68	1,37	2,00
4378,23	Sm II	56	—	1,76	4408,51	V I	22		
4379,23	V I	22	1,36	1,71	4409,12	Fe I	645	1,81	2,01
4379,78	Zr II	88	1,60	2,02	4409,22	Ti II	61	1,79	
4382,17	Ce II	2	1,39		4410,51	Ni I	88	1,33	1,87
4382,77	Fe I	799	1,36		4411,08	Ti II	115	1,77	1,91
4383,54	Fe I	41	2,05	2,11	4411,93	Ti II	61	1,72	
4384,33	Fe II	32	1,82		4412,25	Cr I	22		2,04
4384,54	Ni I	86		2,08	4413,60	Fe II	32	1,66	1,66
4385,38	Fe II	27	1,95		4414,03	Fe I	825		1,91

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Суг	ε Рег				γ Суг	ε Рег
4414,47	Fe I	643	1,43	}	4436,13	V I	21		2,00
4414,54	Zr II	79			4436,93	Fe I	516	1,13	1,86
4414,87	Mn I	22			4436,98	Ni I	86		
4415,12	Fe I	41	1,96	2,09	4437,83	V I	21	0,80	2,01
4415,59	Sc II	14	1,93	2,05	4438,35	Fe I	828	1,00	1,83
4416,47	V I	22		2,01	4439,88	Fe I	116	0,84	1,86
4416,54	Ti I	161			4440,34	Ti I	159		1,91
4416,81	Fe II	27	1,93	1,92	4440,45	Zr II	79	1,41	
4417,27	Ti I	161		1,94	4440,47	Fe I	829		
4417,71	Ti II	40	1,98	2,03	4440,84	Fe I	992		1,90
4418,34	Ti II	51	1,90	1,92	4441,68	V I	21		2,01
4418,43	Fe I	412			4441,73	Ti II	40	1,84	
4418,78	Ce II	2	1,42	1,87	4442,34	Fe I	68	1,84	2,05
4420,66	Sc II	14	1,54	1,89	4442,83	Fe I	69	1,74	2,01
4421,13	Sm II	37	1,09	1,97	4442,99	Zr II	88	1,78	
4421,57	V I	22		1,83	4443,19	Fe I	350		2,01
4421,75	Ti I	218		2,00	4443,80	Ti II	19	2,05	2,03
4421,95	Ti II	93	1,76	2,00	4444,20	V I	21		2,02
4422,57	Fe I	350	1,79	2,04	4444,27	Ti I	218		
4422,59	Y II	5			4444,55	Ti II	31	1,89	2,02
4423,22	Ti II	61	1,45	1,95	4446,38	Nd II	49	1,39	1,86
4423,31	Cr I	128	1,15		4447,13	Fe I	69	1,24	1,92
4423,85	Fe I	830		1,85	4447,72	Fe I	68	1,78	2,04
4424,07	Cr I	82	1,41	1,99	4449,14	Ti I	160		1,98
4425,44	Ca I	4	1,65	2,01	4449,33	Ce II	202	1,44	
4425,66	Fe I	798		2,02	4449,57	V I	62	1,27	1,96
4425,75	Fe I	555			4450,32	Fe I	476		2,00
4426,00	V I	22	0,74	2,03	4450,48	Ti II	19	2,01	1,99
4427,09	Ti I	128		1,50	4451,58	Mn I	22	1,64	1,93
4427,12	Ti I	78			4451,61	V II	30		
4427,31	Fe I	2	1,83	1,96	4451,98	Nd II	6		
4427,90	Ti II	61	1,39	1,81	4452,00	V I	87	1,12	1,90
4428,51	V I	21	1,10	1,95	4452,62	Fe I	969	1,20	1,92
4429,27	Ce II	19	1,40	1,94	4453,31	Ti I	113	1,21	1,98
4429,90	La II	38	1,66	2,03	4453,70	Ti I	160	—	1,90
4430,61	Fe I	68	1,67	2,05	4454,38	Fe I	350	1,70	1,95
4431,28	Ti I	218			4454,78	Ca I	4	1,90	1,89
4431,36	Sc II	14	1,59	1,92	4454,80	Zr II	40		
4432,08	Ti II	51	1,49	1,86	4455,01	Mn I	28		1,86
4432,17	Cr I	81	1,02	1,80	4455,03	Fe I	974		
4432,80	Fe I	471	1,47		4455,31	Mn I	28	1,39	2,00
4432,90	Fe I	271		1,95	4455,32	Ti I	113		
4433,79	Fe I	825	1,48	2,03	4455,82	Mn I	28	1,70	1,87
4433,88	Sm II	41			4455,88	Ca I	4		
4434,32	Sm II	36	1,30	1,90	4456,33	Fe I	516	1,37	
4434,96	Ca I	4	1,82	2,10	4456,39	Nd II	50		
4435,15	Fe I	2	1,61	2,10	4456,61	Ca I	4	1,43	1,94
4435,63	Ca I	4	1,79	2,04	4456,84	Cr II	16	1,42	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
4457,47	V I	21			4480,14	Fe I	515		2,02
4457,55	Mn I	28	1,60	1,96	4481,12	Mg II	4	1,90	
4458,10	Fe I	992	1,32	1,94	4481,23	Ni I	168		1,97
4459,03	Ni I	86	1,86	2,01	4481,26	Ti I	146		
4459,12	Fe I	68		1,97	4482,17	Fe I	2	1,90	2,08
4459,76	V I	21		1,99	4482,68	Ti I	113		
4460,29	V I	21	1,61	1,94	4482,75	Fe I	828	1,28	1,94
4460,37	Mn I	28			4483,78	Fe I	898	1,40	1,82
4461,08	Mn I	28	1,70	1,96	4484,22	Fe I	828	1,60	1,87
4461,20	Fe I	471	1,81		4485,67	Fe I	830	1,34	1,85
4461,43	Fe II	26	1,83		4485,97	Fe I	825		1,63
4461,65	Fe I	2	1,79	2,01	4487,01	Fe I	988	1,52	1,82
4461,98	Fe I	471	1,56	1,95	4487,28	Y I	14		1,70
4462,20	Fe I	824	1,32		4488,14	Fe I	819		1,94
4462,98	Nd II	50	1,45	1,96	4488,31	Ti II	115	1,79	
4463,39	Ti I	160	1,22	2,00	4489,18	Fe II	37	1,92	2,01
4463,43	Ni I	102			4489,74	Fe I	12	1,53	2,07
4463,54	Ti I	160	—	1,96	4490,08	Mn I	22	1,30	1,94
4464,45	Ti II	40	1,94	1,98	4490,08	Fe I	469		
4464,67	Mn I	22	—	1,98	4490,63	Fe I	891	1,22	1,91
4465,35	Cr I	127	—	1,93	4491,40	Fe II	37	1,92	1,85
4466,57	Fe I	2	1,82	2,02	4492,31	Cr I	197	0,85	1,82
4467,53	Ce II	17	1,31		4493,53	Ti II	18	1,74	1,88
4467,56	Cr I	127	—	1,95	4494,05	Fe I	973	1,41	1,94
4468,01	V I	87	—	1,88	4494,56	Fe I	68	1,89	2,07
4468,49	Ti II	31	2,04	2,02	4495,38	Fe I	319	1,46	1,92
4469,16	Ti II	18	1,88	2,06	4495,98	Fe I	825		
4469,38	Fe I	830	1,84		4496,06	V I	110		2,06
4469,55	Co I	150		1,82	4496,86	Cr I	10		2,06
4470,13	Mn I	22		1,94	4496,86	V I	86		
4470,39	V II	30			4496,96	Zr II	40	1,80	
4470,48	Ni I	86	1,53		4497,70	Ti I	184	1,08	1,91
4470,86	Ti II	40		1,94	4498,89	Mn I	22	1,01	1,94
4471,23	Ti I	146	1,48	1,96	4500,29	Cr I	150		
4471,24	Ce II	8			4500,32	Ti II	18	1,53	1,86
4471,68	Fe I	2		2,01	4501,27	Ti II	31	2,00	2,04
4472,79	Mn I	22	1,77	2,01	4501,78	Cr I	81	1,22	1,95
4472,92	Fe II	37	1,84	1,98	4502,22	Mn I	22	1,02	1,87
4474,04	V I	110	—	1,81	4502,59	Fe I	796		1,65
4474,71	V I	101	0,93	1,97	4503,76	Ti I	184		1,62
4475,34	Cr I	95		1,76	4504,83	Fe I	555	0,87	1,85
4476,02	Fe I	350	1,81	1,99	4505,71	Ti I	184		1,59
4477,02	Cr I	63		1,70	4505,95	Y I	14		1,60
4477,45	Y I	14	0,81	1,72	4506,74	Ti II	30	1,41	1,89
4478,04	Fe I	69		1,73	5407,11	Zr I	31	0,81	1,85
4478,79	Gd II	15	1,07	1,76	4507,19	Cr II	16		
4479,36	Ce II	203	1,44	—	4508,28	Fe II	38	1,95	1,85
4479,61	Fe I	828	1,29	1,97	4508,48	La II	52		1,55

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ε Peg				γ Cуг	ε Peg
4509,28	V I	110	1,84	1,85	4530,68	Cr I	33	1,39	2,01
4509,30	Fe I	514			4531,15	Fe I	39	1,76	2,06
4509,44	Ca I	24	1,85	1,65	4531,63	Fe I	555	1,40	1,89
4510,16	Pr II	20	0,93	1,85	4533,14	Fe I	641	1,40	
4510,82	Fe I	823		1,65	4533,23	Ti I	42		2,02
4511,82	Sm II	14		1,85	4533,96	Ti II	50	2,08	2,03
4511,90	Cr I	150			4534,16	Fe II	37	2,02	2,03
4512,28	Ca I	24		1,65	4534,78	Ti I	42	1,43	2,01
4512,73	Ti I	42	1,10	1,97	4535,57	Ti I	42	1,55	2,05
4513,21	Cr I	150		1,80	4535,72	Cr I	33	1,55	2,05
4513,58	Y I	15		1,78	4535,92	Ti I	42		2,05
4514,18	Fe I	514	1,10	1,93	4536,50	Fe I	896		1,68
4514,19	V I	110			4536,55	Cr I	190		
4514,37	Cr I	287	1,07	1,90	4537,66	V I	82		1,46
4515,15	Fe I	319		1,94	4537,68	Fe I	594		
4515,33	Fe II	37	1,92	1,94	4537,95	Sm II	45		1,73
4515,55	V I	100	—	1,55	4538,76	Fe I	115		1,91
4515,61	Ti I	184			4539,62	Cr II	39	1,65	
4516,45	Fe I	825		1,85	4539,78	Cr I	33		1,88
4517,10	Co I	150		1,71	4540,50	Cr I	33		1,96
4517,53	Fe I	472	1,33	1,93	4541,07	Cr I	33		1,83
4518,02	Ti I	42	1,45	1,98	4541,52	Fe II	38	1,88	1,83
4518,30	Ti II	18	1,77	1,96	4542,22	Zr I	49	1,18	1,77
4518,45	Fe I	593		1,96	4542,62	Cr I	149		1,91
4519,99	Ni I	51	1,12	1,76	4544,00	Ti II	60	1,77	1,93
4520,22	Fe II	37	1,92	1,94	4544,61	Cr I	33	1,42	2,01
4520,37	Ti II	30		1,94	4544,68	Ti I	42		
4521,14	Cr I	277		1,27	4545,14	Ti II	30	1,81	1,93
4522,00	Cr I	173		1,48	4545,33	Cr I	33		1,93
4522,63	Fe II	38	1,97	2,05	4545,39	V I	109		
4523,03	Sm II	3	1,55	1,82	4545,95	Cr I	10	1,43	1,95
4523,07	Ce II	2			4547,02	Fe I	39	1,30	1,95
4524,21	V I	99	1,18	1,77	4547,85	Fe I	755	1,43	1,80
4524,73	Ti II	60	1,62	1,86	4548,76	Ti I	42	1,27	1,95
4524,92	Ba II	3	1,61	1,86	4549,46	Fe II	38	2,06	2,02
4525,14	Fe I	826		1,98	4549,62	Ti II	82	2,07	2,02
4525,16	V I	110			4549,82	Ti II	39	2,06	2,02
4525,21	Ti II	18	1,71		4550,95	Gd II	44	1,31	1,70
4526,10	Cr I	196	1,25	1,87	4551,23	Ni I	236	1,16	1,61
4526,12	La II	50			4551,66	Fe I	972		1,59
4526,46	Cr I	33	1,50	2,02	4552,25	Ti II	30	1,74	2,05
4526,92	Ca I	36	1,29	1,86	4552,45	Ti I	45	1,58	2,03
4527,30	Ti I	42	1,61	2,04	4553,01	Zr I	31		1,83
4527,33	Cr I	33			4554,03	Ba II	1	2,08	2,09
4527,80	Fe I	641		1,81	4555,02	Cr II	44	1,77	1,90
4528,61	Fe I	68	1,93	2,07	4555,07	Ti I	266		2,02
4529,46	Ti II	82	1,86	2,02	4555,48	Ti I	42		2,02
4529,56	Fe I	987			4555,89	Fe II	37	1,98	2,02

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
4556,13	Fe I	410		1,96	4580,39	V I	4	1,59	
4556,93	Fe I	639		1,79	4580,45	Ti II	60		
4557,23	Sc I	—		1,56	4581,40	Ca I	23	1,60	2,06
4558,09	Ti I	262		1,79	4582,38	Gd II	82	1,49	1,82
4558,10	Fe I	894			4582,83	Fe II	37	1,86	1,80
4558,65	Cr II	44	1,94	1,89	4583,44	Ti II	39	1,77	1,78
4559,28	La II	53		1,41	4583,83	Fe II	38	2,00	2,01
4559,92	Ti I	112		1,95	4584,73	Fe I	820	1,20	1,94
4559,94	Ni I	115			4585,87	Ca I	23	1,51	2,02
4560,09	Fe I	823		1,87	4586,36	V I	4		2,03
4560,71	V I	109	1,27	1,76	4586,95	Ti I	266	1,02	1,93
4562,36	Ce II	1	1,57	1,95	4587,72	Fe I	971		1,65
4563,24	Cr I	246		1,94	4588,21	Cr II	44	1,86	1,75
4563,76	Ti II	50	1,99	2,04	4588,73	Co I	15		1,79
4564,59	V II	56	1,55		4589,96	Ti II	50		2,01
4564,83	Fe I	472		1,95	4590,70	Cr I	125		1,71
4565,43	Zr II	116	1,58		4591,39	Cr II	21	1,24	2,01
4565,45	Ni I	99			4592,09	Cr II	44	1,70	1,69
4565,51	Cr I	21		2,06	4592,65	Fe I	39	1,72	2,06
4565,68	Fe I	554	1,69		4593,93	Ce II	6	1,39	
4566,20	Sm II	32		1,66	4594,10	V I	4		2,04
4566,52	Fe I	641		1,89	4594,40	Cr I		1,60	
4566,60	Cr I	125			4595,21	Fe I	846	1,37	1,94
4566,99	Fe I	723		1,83	4595,68	Fe II	38	1,32	
4567,41	Ni I	102		1,57	4595,95	Ni I	101	1,35	
4568,31	Ti II	60	1,63	1,73	4596,05	Fe I	820		1,92
4568,78	Fe I	554		1,93	4597,91	Gd II	44	1,21	1,95
4569,53	Cr I	173		1,86	4598,12	Fe I	554	1,60	
4570,42	V I	109		1,60	4598,33	Fe I	17		1,61
4571,09	Mg I	1	1,50	2,06	4598,74	Fe I	819		1,58
4571,67	Cr I	32		2,04	4599,00	Cr I	171		1,79
4571,97	Ti II	82	1,97		4600,10	Cr I	52	1,17	1,93
4572,86	Fe I	819		1,76	4600,28	Ti II	60	1,60	
4574,24	Fe I	554		1,78	4600,75	Cr I	21	1,39	2,04
4574,72	Fe I	115	1,36	2,03	4601,34	Fe II	43	1,28	
4575,52	Zr I	5		1,88	4602,00	Fe I	39	1,30	1,97
4576,33	Fe II	38	1,87	1,85	4602,94	Fe I	39	1,72	2,06
4577,13	V II	56	1,88		4604,85	Fe I	846	1,37	1,89
4577,17	V I	4		1,97	4604,99	Ni I	98		
4577,69	Sm II	23		1,70	4605,35	V II	56	1,14	
4577,78	Fe II	54	1,62		4606,14	V I	4		1,93
4578,55	Ca I	23	1,33	1,95	4606,37	Cr I	303	1,26	
4579,34	Fe I	319		1,88	4606,40	Ce II	6		
4579,82	Fe I	469		2,05	4607,33	Sr I	2	1,11	1,91
4580,05	La II	53			4607,65	Fe I	554	1,40	1,89
4580,05	Cr I	10	1,74	1,94	4609,26	Ti II	39	1,40	1,74
4580,05	Fe II	26			4611,28	Fe I	826	1,54	2,03
					4611,96	Cr I	—		1,62

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Рег				γ Cуг	ϵ Рег
4612,64	Fe I	349		1,70	4640,73	V I	39		1,66
4613,21	Fe I	554	1,50	2,02	4641,77	K I	2		1,73
4613,95	Zr II	67	1,28	1,80	4642,01	Cr I	244	0,97	
4614,52	Cr I	245		1,46	4643,46	Fe I	820	1,22	
4615,69	Sm II	22	1,14	1,84	4645,19	Ti I	145		1,86
4616,13	Cr I	21	1,46	1,99	4646,17	Cr I	21	1,60	2,04
4616,64	Cr II	44	1,70	1,62	4646,68	Sm II	26	0,92	1,87
4617,26	Ti I	145	1,11	1,87	4647,43	Fe I	409	1,54	1,96
4617,94	Ni I	115		1,45	4647,72	Fe I	722	0,97	
4618,83	Cr II	44	1,84	1,85	4648,12	Cr I	32		1,85
4619,29	Fe I	821	1,38	1,88	4648,65	Ni I	98	1,48	1,89
4619,33	Co I	27			4648,86	Cr I	32	1,61	1,85
4619,52	Ti I	261		1,94	4651,28	Cr I	21	1,30	1,96
4619,55	Cr I	81			4652,15	Cr I	21	1,47	1,95
4620,51	Fe II	38	1,82	1,67	4654,50	Fe I	38	1,69	1,85
4621,96	Cr I	32		1,82	4655,75	Ti II	38	1,42	1,85
4622,49	Cr I	233		1,75	4656,04	Ti I	145		1,86
4622,76	Cr I	81		1,73	4656,47	Ti I	6	1,18	2,02
4623,10	Ti I	145		1,88	4656,97	Fe II	43	1,89	1,89
4624,65	V I	39		1,76	4657,21	Ti II	59	1,85	1,77
4625,05	Fe I	554		1,94	4661,54	Fe I	1207		1,65
4626,18	Cr I	21	1,39	2,00	4661,98	Fe I	409		1,86
4626,48	V I	39	0,68	1,84	4662,51	La II	8	1,28	
4628,16	Ce II	1	1,54	1,83	4662,72	Ti II	38	1,33	1,75
4628,90	Co I	15		1,82	4663,32	Cr I	186		1,91
4629,29	Ti II	38	2,01	1,93	4663,40	Co I	156		
4629,33	Fe II	37			4663,70	Fe II	44	1,63	1,90
4629,33	Ti I	145			4663,83	Cr I	186		
4630,12	Fe I	115	1,28	1,96	4664,71	Fe I	347	1,18	
4631,49	Fe I	1152		1,47	4664,80	Cr I	186		1,86
4632,18	Cr I	171		1,56	4665,24	Fe I	1115		1,58
4632,91	Fe I	39	1,48	2,05	4665,90	Cr I	233	1,11	1,83
4633,76	Fe I	410		1,74	4666,15	V I	94		1,86
4633,99	Zr I	5		1,93	4666,21	Cr I	99		
4634,11	Cr II	44	1,79		4666,75	Fe II	37	1,80	
4635,17	V I	4	1,43	1,86	4667,45	Fe I	822	1,53	
4635,84	Fe I	349	1,04	1,86	4667,58	Ti I	6		2,06
4636,34	Ti II	38	1,50	1,73	4668,14	Fe I	554	1,52	1,97
4636,66	Fe I	513		1,59	4668,35	Ti I	77	1,24	1,88
4637,18	Cr I	32		1,75	4669,17	Fe I	821	1,36	1,99
4637,51	Fe I	554	1,44		4669,65	Sm II	26	1,34	
4637,78	Cr I	32		1,92	4670,17	Fe II	25	1,82	
4638,01	Fe I	822	1,38	1,97	4670,40	Sc II	24	1,86	1,97
4639,36	Ti I	145		1,95	4670,48	V I	39		
4639,66	Ti I	145		1,92	4671,68	Mn I	21		1,70
4639,94	Ti I	145		1,87	4671,94	Sc II	48	1,02	
4640,30	V I	94		1,82	4672,83	Fe I	40		1,52
4640,43	Ti I	261			4673,16	Fe I	820	1,31	1,88

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Peg				γ Cуг	ϵ Peg
4674,65	Fe I	40	1,14	1,89	4700,60	Cr I	62		1,50
4675,11	Ti I	77		1,50	4701,05	Fe I	820		1,66
4676,91	Sm II	3	0,87	1,69	4701,15	Mn I	21		
4677,52	Co I	15		1,64	4701,53	Ni I	235	1,02	1,60
4678,16	Gd I	2	1,04	1,66	4702,99	Mg I	11	1,76	1,94
4678,85	Fe I	821	1,52	1,88	4703,80	Ni I	133	1,03	1,60
4679,22	Fe I	688	1,04	1,76	4704,38	Co I	178	1,00	1,56
4680,29	Fe I	39	1,26	2,01	4704,95	Fe I	821	1,04	1,62
4680,45	Ce II	2	1,11	1,88	4705,46	Fe I	752		1,51
4680,47	Fe I	346			4705,50	Ni I	101		
4680,73	Nd II	4	1,00		4706,10	Cr I	170		1,54
4680,87	Cr I	170		1,64	4706,17	V I	94		
4681,90	Ti I	6	1,29	2,03	4706,54	Nd II	3	1,17	1,72
4682,12	La II	37	1,34		4706,57	V I	119		
4682,32	Y II	12	1,58	1,88	4707,28	Fe I	554	1,62	1,95
4683,56	Fe I	346	0,98	1,90	4708,04	Cr I	186	1,08	
4684,45	V I	94	0,92	1,68	4708,66	Ti II	49	1,81	1,69
4684,48	Ti I	203			4708,97	Fe I	889	1,35	1,67
4685,03	Fe I	347	1,22		4708,97	Ti I	203		
4685,26	Ca I	51		1,83	4709,09	Fe I	821		1,83
4685,83	Ge I	3		1,64	4709,71	Mn I	21	1,15	1,75
4686,21	Ni I	98	1,02	1,74	4709,71	Nd II	7		
4686,93	V I	93		1,68	4710,19	Ti I	75	1,41	1,98
4686,93	Ti I	203			4710,24	Cr I	145		
4687,18	Sm II	3		1,71	4710,28	Fe I	409		
4687,30	Fe I	17		1,94	4711,68	Ti I	111	0,77	1,39
4687,80	Zr I	43		1,78	4712,06	Ni I	131	0,79	
4688,38	Fe I	1071			4712,10	Fe I	437		1,73
4688,39	Ti I	306	0,87	1,88	4713,26	Y II	22	1,10	1,57
4688,45	Zr I	5			4714,42	Ni I	98	1,62	1,89
4689,37	Cr I	186	0,87	1,77	4715,29	Ti I	6		1,80
4690,14	Fe I	820	0,94	1,74	4715,77	Ni I	98	1,32	1,83
4690,82	Ti I	76		1,60	4717,58	La II	87	0,94	
4691,33	Ti I	75	1,49	1,99	4717,69	Cr I	170		1,72
4691,41	Fe I	409			4717,69	V I	119		
4692,45	Ti I	77	0,84	1,58	4718,42	Cr I	186	1,21	1,70
4693,19	Co I	156		1,46	4719,51	Ti II	59	1,41	1,48
4693,67	Ti I	6		1,76	4719,84	Sm II	3	0,83	1,51
4693,94	Cr I	99	0,94		4719,93	La II	81		
4695,15	Cr I	99		1,65	4720,15	Fe II	54	1,09	
4696,92	Ti I	203		1,77	4720,99	Fe I	409	0,99	1,66
4697,06	Cr I	62			4722,15	Zn I	2	1,38	1,56
4697,39	Cr I	195		1,42	4722,60	Ti I	75		1,76
4698,45	Cr I	186		1,96	4723,06	Cr I	145		1,81
4698,64	Cr II	25	1,54		4723,17	Ti I	75		
4698,67	Ti II	59			4723,37	Ni I	162	1,16	
4699,58	Cr I	292	1,13	1,69	4723,88	Ni I	167		1,00
4700,17	Fe I	935	1,04	1,43	4724,41	Cr I	145	1,06	1,71

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Рег				γ Cуг	ϵ Рег
4725,09	Ce II	153		1,28	4754,04	Mn I	16	1,56	1,90
4726,16	Fe I	384	0,83	1,66	4754,74	Cr I	168	0,92	1,56
4727,40	Fe I	821	1,44	1,92	4755,72	Mn II	5	1,29	
4727,47	Mn I	21			4756,11	Cr I	145	1,29	1,70
4727,85	Ni I	146		1,89	4756,51	Ni I	98	1,33	1,69
4727,93	Co I	15			4757,58	Fe I	634	1,11	1,71
4728,42	Ni I	115	1,48	1,90	4758,12	Ti I	233	1,07	1,64
4728,55	Fe I	822			4758,91	Ti I	41	1,05	1,65
4729,22	Sc I	14		1,76	4759,27	Ti I	233		1,66
4729,29	Ni I	235			4760,98	Y I	4		1,44
4729,69	Fe I	688		1,76	4761,24	Cr I	169		1,53
4730,02	Mg I	10	1,10	1,69	4761,52	Mn I	20	1,28	1,73
4730,71	Cr I	145		1,65	4762,37	Mn I	21		1,86
4731,43	Fe II	43	1,86	1,74	4762,62	Ni I	71		1,86
4731,77	Fe I	67		1,71	4762,77	Ti II	17	1,67	1,86
4731,80	Ni I	163			4763,84	Ti II	48	1,81	
4732,46	Ni I	235	0,87	1,71	4763,95	Ni I	146		1,76
4733,59	Fe I	38	1,45	2,00	4764,29	Cr I	231		1,68
4734,10	Sc I	14		1,67	4764,53	Ti II	48	1,69	1,78
4734,83	Co I	156		1,50	4765,49	Fe I	40	1,11	1,78
4735,84	Fe I	1042	1,16	1,63	4765,85	Mn I	21	1,23	1,73
4736,78	Fe I	554	1,78	1,91	4766,43	Mn I	21	1,37	1,90
4737,35	Cr I	145	1,24	1,72	4766,63	Cr I	231		1,69
4737,63	Fe I	590		1,80	4767,86	Cr I	231		1,76
4737,64	Sc I	14			4768,39	Fe I	384	1,30	1,48
4739,10	Mn I	21	0,95	1,63	4768,77	Ti I	233	0,92	
4739,48	Zr I	43		1,63	4769,80	Cr I	283	0,93	1,05
4739,59	Mg II	18	0,88		4771,10	Ti I	41		
4740,34	Fe I	409	1,41	1,82	4771,10	Co I	156		0,97
4741,01	Sc I	14		1,73	4771,57	Cr I	124	1,29	1,58
4741,08	Fe I	688			4771,70	Fe I	67	1,31	1,74
4741,53	Fe I	346	1,31	1,77	4772,30	Zr I	43		1,47
4742,33	Ti I	111	0,85	1,59	4772,81	Fe I	38	1,37	1,86
4742,79	Ti I	233		1,73	4773,41	Ni I	167		1,37
4742,93	Fe I	1072	1,25		4773,94	Ce II	17	0,91	1,42
4743,81	Sc I	14		1,54	4774,55	Cr I	124		0,97
4744,13	Fe I	1168	1,08		4775,14	Cr I	230		0,96
4745,12	Fe I	67	0,90	1,70	4775,53	Cr I	283		1,11
4745,80	Fe I	821	1,36	1,79	4776,07	Fe I	635	1,04	1,43
4748,12	Sc II	48		1,60	4776,31	Co I	158	0,83	1,53
4748,74	La II	65	1,08		4777,78	Cr II	25	1,74	
4749,25	Fe I	1098		1,36	4778,23	Co I	186		
4749,68	Co I	156		1,76	4778,26	Ti I	232		1,43
4750,99	V I	113		1,52	4779,44	Fe I	720	1,01	1,66
4751,82	Na I	11		1,42	4779,98	Co I	158	1,88	1,57
4752,12	Ni I	165		1,56	4779,98	Ti II	92		
4752,42	Ni I	132	1,00	1,63	4780,81	Fe I	633		1,16
4753,15	Sc I	5		1,53	4781,71	Ti I	41		1,68

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ε Peg				γ Cyg	ε Peg
4783,06	Cr I	283	0,98		4810,53	Zn I	2	1,43	1,60
4783,42	Mn I	16	1,67	1,90	4810,73	Cr I	144		1,59
4784,48	V I	3		1,45	4811,34	Nd II	3	1,10	1,23
4785,07	Cr I	186		1,34	4811,99	Ni I	130		1,51
4786,54	Ni I	98	1,71	1,87	4812,35	Cr II	30	1,54	
4786,58	Y II	22			4812,90	Ti I	41		1,56
4787,84	Fe I	384	0,70	1,60	4813,96	Co I	158		1,54
4788,75	Fe I	588	1,15	1,67	4814,26	Cr I	144		1,52
4789,35	Cr I	31	1,43	1,85	4814,61	Ni I	98	0,73	1,53
4789,65	Fe I	753	1,51	1,84	4815,05	Zr I	44		1,54
4790,75	Fe I	632		1,43	4815,62	Zr I	43	0,91	1,54
4791,15	Gd II	65	1,02		4816,41	Cr I	283	0,77	1,56
4791,25	Fe I	633		1,64	4816,47	Ti I	40		
4792,39	Ti II	48	1,59		4816,67	Fe I	588		1,74
4792,48	Ti I	260		1,74	4817,77	Fe I	67	0,82	1,70
4792,85	Co I	158		1,53	4819,65	Y I	13		1,46
4793,96	Fe I	512		1,44	4820,41	Ti I	126	1,12	1,10
4794,36	Fe I	115		1,52	4821,14	Ni I	254		1,74
4796,21	Ti I	260		1,73	4821,95	Gd II	133		1,82
4796,84	Cr I	283		1,56	4822,06	Cr I	144		
4796,93	V I	113			4822,66	Fe I	633		1,35
4797,98	Ti I	260		1,36	4823,31	Y II	22	1,75	
4798,53	Ti II	17	1,84	1,65	4823,51	Mn I	16		1,29
4798,73	Fe I	38		1,84	4824,05	La II	50	1,78	
4799,41	Fe I	888		1,54	4825,44	Ti I	250		
4799,79	V I	3		1,72	4825,59	Mn I	43	1,43	1,83
4799,80	Ti I	242			4827,45	V I	3		1,26
4800,14	Fe I	384		1,41	4828,05	Zr I	44		1,88
4800,65	Fe I	1042		1,68	4828,66	Cr I	31		1,25
4801,03	Cr I	168		1,61	4829,02	Ni I	131	1,32	1,25
4801,90	Ti I	40		1,66	4829,37	Cr I	31	1,17	1,77
4802,88	Fe I	888		1,63	4831,11	Fe II	54		
4804,52	Fe I	794		1,55	4831,15	Ni I	100	1,25	1,00
4805,10	Ti II	92	1,98	1,72	4831,64	V I	3		1,60
4805,41	Ti I	260		1,64	4832,42	V I	3	1,00	
4806,25	Cr I	61	1,18	1,41	4832,70	Ni I	146	1,15	1,83
4806,33	Ti II	17			4833,21	Fe II	30	1,19	
4806,75	Ti I	40	1,15	1,65	4834,51	Fe I	115	0,73	1,60
4806,99	Ni I	163		1,56	4834,61	Sm II	45		
4807,53	V I	113		1,08	4835,98	Nd II	1	1,31	
4807,72	Fe I	688	0,95	1,24	4836,22	Cr II	30	1,65	1,81
4808,52	Ni I	114	0,95	1,47	4836,27	Ni I	114		
4808,53	Ti I	305			4836,85	Cr I	144		1,35
4808,86	Ni I	160		1,47	4838,09	Fe I	630		1,33
4809,14	Fe I	933	0,93		4838,51	Fe I	687	1,12	1,69
4809,32	Cr I	230		1,73	4839,55	Fe I	588	1,15	1,64
4809,94	Fe I	793		1,22	4840,00	Fe II	30	1,17	
4810,17	V II	35		1,56					

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Рег				γ Cуг	ϵ Рег
4340,22	Cr I	266	1,13	1,69	4870,71	Fe II	30	1,11	
4340,25	Co I	158			4870,79	Cr I	143		1,67
4340,87	Ti I	53	1,12	1,91	4871,32	Fe I	318	1,68	1,95
4340,89	Fe I	1070			4872,14	Fe I	318		1,98
4341,73	Cr I	266		1,46	4873,43	Ni I	111	1,03	1,66
4341,80	Fe I	1070			4874,02	Ti II	114	1,65	
4342,78	Fe I	1069		1,48	4875,46	V I	3		1,92
4343,16	Fe I	687		1,75	4875,89	Fe I	687		1,68
4343,29	La II	98	1,18		4876,41	Cr II	30	1,80	
4343,98	Ti I	217	1,00	1,71	4877,61	Fe I	384		1,64
4344,01	Fe I	750			4878,21	Fe I	318		1,95
4345,65	Fe I	588		1,37	4880,56	V I	50		1,63
4345,67	Y I	13			4881,44	Y II	12		
4346,29	Cr I	208		1,40	4881,55	V I	3	1,17	1,98
4346,47	Fe II	25	0,83		4882,15	Fe I	687	1,17	1,78
4347,29	Ca I	50		1,40	4882,18	V I	50		
4347,76	Sm II	53		1,25	4883,69	Y II	22	1,82	1,79
4348,24	Cr II	30	1,82	1,69	4884,57	Cr II	30	1,41	1,26
4349,18	Ti II	29	1,63	1,82	4885,08	Ti I	157		1,84
4350,67	Fe I	793		1,26	4885,43	Fe I	966	1,38	1,64
4351,46	Cr I	208	0,58	1,89	4885,77	Cr I	30		1,72
4351,48	V I	3			4886,17	Fe I	467	1,25	1,73
4352,56	Ni I	130		1,42	4886,92	Fe II	54	1,20	
4353,74	Ni I	99		1,38	4886,99	Ni I	141		1,84
4354,87	Y II	22	1,85	1,74	4887,01	Cr I	143	1,11	
4355,41	Ni I	130		1,80	4888,53	Cr I	31	1,32	1,81
4355,54	Fe II	25	1,48		4889,00	Fe I	67	1,45	1,90
4356,01	Ti I	231		1,78	4890,76	Fe I	318	1,81	1,96
4356,19	Cr II	30	1,39		4891,49	Fe I	318	1,83	1,97
4357,34	Cr I	61	0,71	1,48	4892,86	Fe I	1070	1,00	
4358,24	Fe I	1069	0,49	1,45	4893,06	Ti I	231		1,61
4359,18	La II	86	1,10	1,75	4893,78	Fe II	36	1,44	1,38
4359,74	Fe I	318	1,59	1,91	4894,21	V I	118		1,29
4360,20	Cr II	30	0,64		4896,43	Fe I	984	0,76	1,46
4361,33	H β	1	2,56		4899,52	Co I	92		1,46
4362,60	Fe I	1069		1,43	4899,93	Ba II	3	1,71	1,89
4363,65	Fe I	687		1,83	4900,13	V II	22	1,98	
4364,28	Ni I	128		1,83	4900,97	Ni I	98		1,39
4364,32	Cr II	30	1,84		4903,31	Fe I	318	1,73	1,89
4364,74	V I	3		1,86	4904,28	V I	50	1,41	1,76
4365,62	Ti II	29	1,61	1,57	4904,35	V I	118		
4366,07	Zr I	44	1,17	1,65	4905,09	Zr I	43	0,59	1,51
4366,77	Fe I	1093		1,41	4906,11	V I	13		1,14
4367,53	Fe I	38		1,58	4907,12	Co I	14		1,73
4367,87	Co I	158		1,67	4907,74	Fe I	687	1,05	1,42
4368,38	Fe I	38		1,86	4908,61	Fe I	115		1,40
4369,45	Fe I	751		1,40	4909,10	Ti I	39	1,05	1,66
4370,12	Ti I	231		1,70	4909,87	Cr I	61	1,28	1,78

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Рег				γ Cуг	ϵ Рег
4910,02	Fe I	687	1,26	1,77	4946,39	Fe I	687	1,40	1,73
4911,20	Ti II	114	1,74	1,58	4947,99	Ti I	39		1,55
4911,66	Zr II	3		1,62	4948,18	Ti I	200		1,32
4911,78	Fe I	984		1,60	4950,41	Fe I	687	1,19	1,78
4912,03	Ni I	111	0,81	1,53	4952,64	Fe I	1068	0,98	1,50
4912,49	Cr II	190	0,67		4953,20	Ni I	111	1,59	1,61
4912,52	Fe I	1040		1,46	4954,02	Gd II	114	1,51	
4913,25	Sm II	53	0,42	1,36	4954,81	Cr I	166	0,91	1,60
4913,61	Ti I	157	0,72	1,56	4957,30	Fe I	318	1,95	1,99
4913,97	Ni I	132	0,94	1,57	4957,60	Fe I	318		1,99
4914,38	Nd II	52	0,90	1,43	4958,26	Ti I	52		1,64
4915,23	Ti I	157		1,35	4959,13	Nd II	1	0,87	1,62
4917,25	Fe I	1066	1,10	1,59	4959,68	Co I	14		1,12
4918,03	Fe I	1070	0,97	1,43	4961,39	Nd II	22	0,82	
4918,36	Ni I	177	1,16	1,56	4961,90	Fe I	845		1,38
4918,99	Fe I	318	1,77	1,92	4962,26	Sr I	4	0,81	
4919,86	Ti I	200		1,69	4962,56	Fe I	1097		1,46
4920,50	Fe I	318	1,93	2,00	4964,34	Cr II	36	1,74	
4920,94	Cr I	143		1,89	4964,92	Cr I	9		1,75
4920,98	La II	7	1,55		4965,14	Ni I	147		1,84
4921,76	Ti I	200		1,74	4966,08	V II	29	1,52	
4921,80	La II	7	1,52		4966,09	Fe I	687		1,88
4922,26	Cr I	143	1,24	1,73	4966,30	Fe I	986	1,48	1,56
4923,92	Fe II	42	2,03	1,81	4966,58	Co I	14		1,51
4924,77	Fe I	114	1,51	1,84	4967,30	Ti I	5		1,54
4925,65	V I	50	0,98	1,79	4968,50	V II	68	1,22	
4926,14	Ti I	39		1,53	4968,56	Ti I	173		1,61
4927,42	Fe I	792	0,93	1,55	4968,70	Fe I	887	1,05	1,72
4928,34	Ti I	200		1,57	4969,02	Fe I	1066	1,36	1,68
4930,33	Fe I	985	1,12	1,60	4970,39	La II	37	1,43	
4932,02	V I	50	1,13	1,40	4970,50	Fe I	883		1,76
4933,34	Fe I	1065	1,41	1,75	4971,35	Ni I	274	1,27	1,44
4933,87	Fe I	968		1,96	4971,93	Co I	158		1,19
4934,08	Ba II	1	2,02	1,93	4973,05	Ti I	173	1,53	1,71
4934,89	Cr I	259	0,71		4973,10	Fe I	984		
4935,83	Ni I	177	0,98	1,41	4974,47	Co I	92		1,19
4936,33	Cr I	166	0,77	1,51	4975,34	Ti I	283		1,56
4937,19	Cu II	16	0,72	1,60	4975,41	Fe I	586		
4937,33	Ni I	114		1,64	4976,35	Ni I	49		1,62
4938,28	Ti I	289	1,19	1,74	4977,65	Fe I	985		1,54
4938,82	Fe I	318	1,58	1,80	4978,19	Ti I	173		1,57
4939,24	Fe I	1065	1,28	1,62	4978,60	Fe I	966	1,57	1,76
4939,69	Fe I	16	1,50	1,96	4979,58	Fe I	883		1,40
4941,32	Ti I	39		1,30	4980,16	Ni I	112		1,68
4942,41	Mn I	20	1,13	1,80	4980,30	Cr I	123	1,46	1,78
4942,49	Cr I	9			4981,38	Ti II	71	1,34	
4944,38	Ti I	173		1,43	4981,73	Ti I	38	1,69	1,93
4945,45	Ni I	145	0,89	1,60	4982,50	Fe I	1067	1,59	1,71

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^3$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^3$	
			γ Cуг	ε Рег				γ Cуг	ε Рег
4982,81	Na I	9	1,26		5017,59	Ni I	111	1,45	1,64
4983,25	Fe I	1067	1,45	1,69	5018,43	Fe II	42	2,04	1,84
4983,85	Fe I	1066	1,59	1,68	5019,74	Fe I	966		1,44
4984,12	Ni I	143	1,41	1,75	5020,02	Ti I	38	1,42	1,85
4984,90	Gd II	64	1,23		5020,81	Fe I	743		1,49
4985,55	Fe I	318	1,44	1,82	5021,60	Fe I	1093		1,63
4985,98	Fe I	1094	1,41	1,85	5022,25	Fe I	965	1,46	1,68
4986,24	Fe I	1070	0,90	1,49	5022,82	Ti II	71	1,11	1,84
4986,82	La II	22	1,22	1,59	5022,87	Ti I	38		
4986,90	Fe I	1092			5023,39	Fe I	199		1,49
4987,85	Co I	14		1,51	5024,84	Ti I	38	1,19	1,86
4988,95	Fe I	1066	1,31	1,72	5025,54	Cr I	20	0,83	1,66
4989,14	Ti I	173	1,23	1,71	5025,57	Ti I	173		
4991,06	Ti I	38		1,91	5025,73	Fe I	466		1,84
4991,11	Fe II	25	1,72		5026,50	Ni I	153		1,12
4993,35	Fe II	36	1,64		5027,13	Fe I	1065		1,50
4993,69	Fe I	1111	1,53		5027,78	Fe I	1110		1,81
4994,13	Fe I	16	1,60	1,88	5028,12	Fe I	791		1,75
4995,89	Ti II	71		1,48	5029,62	Fe I	718		1,57
4996,82	La II	93	1,00	1,43	5030,78	Fe I	535		0,70
4997,09	Ti I	5		1,82	5031,02	Sc II	23	1,88	1,78
4998,23	Ni I	111	1,09	1,41	5032,74	Ni I	207		1,41
4999,50	Ti I	38	1,59	1,97	5034,06	Co I	91		1,28
5000,33	Ni I	145	1,41	1,73	5035,37	Ni I	143		1,71
5000,99	Ti I	173	1,32	1,66	5035,90	Ti I	110	1,53	1,70
5001,43	Ca II	15	1,41		5036,46	Ti I	110		1,80
5001,87	Fe I	965	1,33	1,78	5037,81	Ti II	71		1,82
5002,80	Fe I	637	1,30	1,71	5038,40	Ti I	110		1,85
5003,85	Fe I	211	0,99	1,62	5039,25	Ni I	142		1,76
5004,18	Co I	141		1,64	5039,26	Fe I	637		
5004,38	Cr I	122		1,62	5039,95	Ti I	5		1,89
5004,90	Mn I	20	1,52	1,43	5040,90	Fe I	1092		1,94
5005,72	Fe I	934	1,64	1,80	5041,07	Fe I	16	1,63	1,95
5006,12	Fe I	318	1,76	1,87	5041,62	Ca I	34		2,05
5007,20	Ti I	38	1,62	1,90	5041,75	Fe I	36	1,79	
5007,28	Co I	14			5043,57	Ti I	38		1,63
5009,65	Ti I	5		1,38	5044,22	Fe I	318	1,24	1,67
5010,04	Ni I	111	1,52	1,83	5045,40	Ti I	38		1,46
5010,96	Ni I	144	1,06	1,50	5046,61	Zr I	62		1,00
5012,07	Fe I	16	1,89		5047,30	V II	127		1,08
5012,63	Fe I	1093		1,43	5048,45	Fe I	984		1,61
5013,31	Cr I	60		2,01	5048,85	Ni I	195		1,66
5014,27	Ti I	38	1,38	1,70	5049,82	Fe I	114	1,67	1,96
5014,62	V I	132		1,99	5051,63	Fe I	16	1,69	2,01
5014,95	Fe I	965	1,43	1,87	5051,90	Cr I	8	1,24	
5015,30	Fe I	963		1,76	5052,97	Fe I	535		1,66
5016,16	Ti I	38	1,03	1,82	5054,64	Fe I	884		1,34
5016,43	Fe I	1039		1,43	5065,20	Fe I	833	1,57	1,96

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
5065,91	Cr I	60		1,55	5137,38	Fe I	1090	1,48	
5065,98	Ti I	110			5139,26	Fe I	383	1,81	
5067,16	Fe I	1092		1,46	5141,75	Fe I	114	1,17	
5067,71	Cr I	60		1,37	5142,93	Fe I	16	1,79	
5068,77	Fe I	383		1,69	5145,10	Fe I	66	0,89	
5069,12	Ti II	113	1,74		5146,12	Fe II	35	1,67	
5069,60	Fe I	211		1,50	5148,23	Fe I	1095	1,50	
5071,40	Co I	14		1,64	5150,85	Fe I	16	1,54	
5072,30	Ti II	113	1,74	1,67	5151,91	Fe I	16	1,44	
5072,69	Fe I	1095		1,79	5153,49	Cr II	24	1,54	
5072,92	Cr I	8		2,06	5154,06	Ti II	70	1,86	
5074,75	Fe I	1094		1,64	5156,04	Sr I	11	1,23	
5076,32	Ni I	143		1,69	5157,43	La II	97	1,31	
5079,22	Fe I	66		1,96	5161,18	Fe II	35	1,49	
5079,74	Fe I	16	1,63	2,04	5162,38	Fe I	210	1,52	
5080,52	Ni I	143		1,71	5165,42	Fe I	1089	1,41	
5081,11	Ni I	194		1,34	5166,28	Fe I	1	1,47	
5082,35	Ni I	130		1,53	5167,32	Mg I	2	1,94	
5083,34	Fe I	16		1,93	5168,90	Fe I	1	1,87	
5084,08	Ni I	162	1,55	1,47	5169,03	Fe II	42	1,71	
5085,33	Ti I	109		1,55	5171,60	Fe I	36	1,66	
5087,05	Ti I	109		1,86	5171,62	Fe II	35		
5087,42	Y II	20	1,68		5172,68	Mg I	2	1,81	
5091,28	Co I	14	1,23		5183,60	Mg I	2	1,93	
5097,29	Cr II	24	1,60		5185,90	Ti II	86	1,78	
5098,70	Fe I	66	1,49		5188,20	La II	95	1,86	
5100,95	Fe II	—	1,48		5191,46	Fe I	383	1,74	
5105,54	Cu I	2	1,14		5192,35	Fe I	383	1,67	
5107,64	Fe I	36	1,69		5192,97	Ti I	4	1,69	
5110,41	Fe I	1	1,54		5194,94	Fe I	36	1,70	
5112,50	Cr I	19	1,24		5197,57	Fe II	49	1,87	
5114,55	La II	36	1,19		5198,71	Fe I	66	1,43	
5115,39	Ni I	177	1,10		5200,42	V II	20	1,78	
5119,12	Y II	20	1,25		5202,33	Fe I	66	1,68	
5120,34	Fe II	35	1,33		5204,58	Fe I	1	1,82	
5121,57	Ni I	177	1,23		5205,73	Y II	20	1,86	
5123,21	Y II	21	1,69		5206,03	Cr I	7	1,83	
5123,72	Fe I	16	1,58		5208,43	Cr I	7	1,90	
5125,13	Fe I	1090	1,48		5210,38	Ti I	4	1,28	
5126,19	Fe II	53	1,12		5211,22	Ti I	37	1,18	
5127,36	Fe I	16	1,63		5211,54	Ti II	103	1,57	
5128,06	Ni I	113	1,12		5212,27	Ti I	215	2,01	
5129,14	Ti II	86	1,86		5215,19	Fe I	553	1,54	
5130,91	Fe I	1149	1,32		5216,28	Fe I	36	1,72	
5131,28	Ti II	86	1,52		5217,39	Fe I	553	1,50	
5132,67	Fe II	35	1,55		5218,20	Cu I	7	1,20	
5133,69	Fe I	1092	1,60		5226,53	Ti II	70	1,97	
5137,07	Ni I	48	1,57		5228,42	Nd II	46	1,29	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^5$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^5$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
5229,86	Fe I	553	1,60		5294,21	Mn II	11	1,35	
5232,50	Cr II	43	1,65		5296,69	Cr I	18	1,41	
5232,95	Fe I	383	1,75		5297,23	Ti I	156	1,39	
5234,62	Fe II	49	1,75		5298,26	Cr I	18	1,63	
5235,39	Fe I	210	1,33		5300,01	Ti I	74	0,66	
5235,44	Ni I	208			5300,74	Cr I	18	1,04	
5236,18	Fe I	1034	1,87		5302,30	Fe I	553	1,68	
5237,34	Cr II	43	1,74		5303,26	V II	54	1,37	
5238,58	Fe II	41	1,10		5305,85	Cr II	24	1,61	
5239,82	Sc II	26	1,73		5307,36	Fe I	36	1,44	
5242,49	Fe I	843	1,31		5308,44	Cr II	43	1,50	
5243,50	Cs II	38	1,48		5310,69	Cr II	43	1,34	
5246,57	Ti I	37	1,51		5311,78	Zr II	95	1,10	
5247,56	Cr I	18	1,28		5313,76	Ti II	81	1,67	
5249,40	Cr II	23	1,62		5316,60	Fe II	49	2,01	
5250,65	Fe I	66	1,53		5318,33	Sc II	22	1,45	
5252,04	Ti II	103	1,24		5319,81	Nd II	75	1,33	
5252,10	Ti I	4			5320,78	V II	20	1,20	
5253,47	Fe I	553	1,36		5322,04	Fe I	112	1,12	
5254,92	Fe II	49	1,79		5322,78	Cr II	24	0,84	
5254,95	Fe I	1			5324,19	Fe I	553	1,80	
5255,13	Fe I	225	1,39		5325,55	Fe II	49	1,74	
5257,07	Cr I	205	1,59		5328,04	Fe I	15	2,18	
5260,37	Ca I	22	0,95		5329,12	Cr I	94	1,18	
5262,10	Ti II	70	1,96		5329,71	Cr I	94	1,25	
5263,30	Fe I	553	1,53		5330,58	Ce II	13	1,04	
5264,23	Ca I	22	1,64		5332,91	Fe I	36	1,60	
5264,80	Fe II	48	1,71		5334,88	Cr II	43	1,62	
5265,55	Ca I	22	1,64		5336,80	Ti II	69	1,88	
5266,56	Fe I	383	1,77		5337,71	Fe II	48	1,68	
5268,63	Ti II	103	1,68		5337,79	Cr II	43		
5269,55	Fe I	15	1,97		5339,29	Ca II	20	1,43	
5270,27	Ca I	22	1,87		5339,93	Fe I	553	1,65	
5272,41	Fe II	185	1,28		5341,02	Fe I	37	1,77	
5273,43	Fe I	75	1,72		5342,70	Co I	190	0,93	
5274,24	Ce II	15	0,97		5344,76	Cr I	225	0,69	
5274,99	Cr II	43	1,69		5345,80	Cr I	18	1,67	
5275,99	Fe II	49	1,89		5346,54	Cr II	23	1,30	
5276,87	Nd II	81	0,77		5346,56	Fe II	49		
5280,08	Cr II	43	1,68		5343,51	Cr I	18	1,45	
5281,79	Fe I	383	1,57		5349,47	Ca I	33	1,47	
5283,62	Fe I	553	1,72		5350,36	Zr II	115	1,43	
5284,38	Ti II	74	1,72		5350,37	V II	54		
5285	Cr I	288	1,12		5353,50	Co I	198	1,62	
5288,53	Fe I	929	1,14		5353,53	Ce II	15		
5289,85	Y II	20	1,11		5357,19	Sc II	30	1,22	
5290,83	La II	6	1,03		5361,63	Fe I	1143	1,34	
5293,38	Cr I	132	1,34		5362,86	Fe II	48	1,86	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	W_{λ} $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	W_{λ} $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ε Peg				γ Cyg	ε Peg
5364,87	Fe I	1146	1,61		5466,99	Fe I	784	0,91	
5367,95	Ti II	80	1,76		5468,37	Ce II	24	1,00	
5369,25	Cr I	29	1,56		5468,44	Ti II	102		
5369,96	Fe I	1146	1,66		5470,81	Fe II	52	0,91	
5371,49	Fe I	15	1,96		5473,18	Fe I	1064	1,28	
5373,70	Fe I	1160	0,98		5473,90	Fe I	1062	1,23	
5381,02	Ti II	69	1,83		5474,22	Ti I	108	1,16	
5383,37	Fe I	1146	1,77		5477,45	Cr II	50	1,64	
5386,47	Fe I	1145	1,50		5477,82	Zr II	115	1,83	
5390,39	Cr I	191	1,20		5478,35	Cr II	50	1,45	
5391,49	Fe I	1062	1,31		5480,75	V II	27	1,43	
5393,17	Fe I	553	1,64		5481,25	Fe I	1058	1,20	
5397,13	Fe I	15	1,80		5483,12	Fe I	1061	1,02	
5398,28	Fe I	1145	1,36		5485,69	Nd II	79	0,75	
5400,61	Cr I	191	1,57		5487,00	V II	53	1,04	
5402,78	Y II	35	1,38		5487,16	Fe I	1143		
5404,12	Fe I	1145	1,85		5488,97	Cr II	35	1,37	
5405,77	Fe I	15	1,88		5490,65	Ti II	68	1,34	
5407,62	Cr II	23	1,51		5492,82	Ti II	68	1,26	
5409,79	Cr I	18	1,54		5497,52	Fe I	15	1,74	
5410,91	Fe I	1165	1,70		5501,47	Fe I	15	1,60	
5414,08	Fe II	48	1,55		5502,05	Cr II	50	1,60	
5415,20	Fe I	1165	1,66		5506,78	Fe I	15	1,56	
5418,80	Ti II	69	1,71		5508,60	Cr II	50	1,45	
5420,36	Mn I	4	0,99		5509,91	Y II	19	1,54	
5420,90	Cr II	23	1,56		5510,68	Cr II	23	1,33	
5422,47	Ti II	80	0,79		5512,52	Ti I	106	1,40	
5424,07	Fe I	1146	1,66		5512,97	Ca I	48	1,28	
5425,26	Fe II	49	1,64		5513,53	Ti I	106	0,90	
5427,83	Fe II	—	0,99		5521,56	Y II	27	1,45	
5429,70	Fe I	15	1,88		5525,14	Fe II	54	1,54	
5432,98	Fe II	55	1,66		5526,80	Sc II	31	1,87	
5434,52	Fe I	15	1,83		5528,40	Mg I	9	1,78	
5435,87	Ni I	70	1,00		5529,94	Ti II	68	1,21	
5436,59	Fe I	113	1,05		5531,94	Fe I	1281	0,96	
5441,32	Fe I	1144	0,81		5532,75	Fe I	783	0,93	
5442,41	Cr I	204	0,81		5534,86	Fe II	55	1,82	
5445,05	Fe I	1163	1,56		5535,38	V I	1	1,26	
5446,92	Fe I	15	1,94		5543,18	Fe I	926	1,20	
5451,60	Fe II	184	1,16		5543,86	Cr II	35	1,29	
5454,05	Ti II	68	1,23		5544,60	Y II	27	1,37	
5455,61	Fe I	15	1,93		5546,02	Y II	27	1,33	
5461,54	Fe I	1145	1,59		5546,51	Fe I	1145	1,16	
5462,97	Fe I	1163	1,18		5552,25	Sc II	25	1,12	
5463,38	Hf II	14	1,71		5553,58	Fe I	1161	1,09	
5464,36	Ce II	35	1,03		5553,69	Ni I	69		
5464,37	La II	49			5555,17	Fe I	740	1,39	
5466,40	Fe I	1144	1,31		5557,95	Fe I	1163	1,13	

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ε Рег				γ Cуг	ε Рег
5560,23	Fe I	1164	1,01		5689,22	Mo I	5		1,39
5562,71	Fe I	1163	1,14		5690,47	Si I	10	1,25	1,54
5563,69	Fe I	112	1,28		5691,50	Fe I	1087	0,91	
5565,71	Fe I	1183	1,39		5691,99	Ti II	79		1,55
5567,39	Fe I	209	1,26		5694,73	Cr I	239		1,48
5569,62	Fe I	686	1,70		5694,99	Ni I	220	1,00	1,39
5572,85	Fe I	686	1,76		5696,11	Fe II	18		1,60
5576,10	Fe I	686	1,58		5698,33	Cr I	239	0,98	
5578,73	Ni I	47	1,16		5698,37	Fe I	1130		
5531,98	Ca I	21	1,47		5698,50	V I	35	0,91	1,76
5536,76	Fe I	686	1,70		5700,24	Cu I	2		1,76
5537,86	Ni I	70	0,92		5701,13	Si I	10	0,98	1,72
5538,75	Ca I	21	1,70		5701,55	Fe I	209	1,25	1,72
5590,12	Ca I	21	1,35		5702,30	Cr I	203	0,80	1,61
5591,38	Fe II	55	1,13		5703,22	La II	43		1,83
5591,32	Sc I	18			5706,11	Fe I	1088	1,41	
5592,28	Ni I	69	1,17		5707,03	Ca I	54		1,80
5594,47	Ca I	21	1,74		5707,06	Fe I	686		
5598,48	Ca I	21	1,68		5708,43	Si I	10	1,48	1,84
5601,28	Ca I	21	1,45		5709,37	Fe I	686	1,57	
5602,85	Ca I	21	1,71		5711,09	Mg I	8	1,32	
5610,25	Ce II	36	1,00		5712,15	Fe I	686	1,24	1,90
5615,66	Fe I	686	1,92		5715,12	Ti I	228	1,68	
5618,64	Fe I	1107	1,13		5715,47	Fe I	1054	1,03	
5620,52	Fe I	1061	1,24		5717,99	Ca I	54	1,29	
5624,55	Fe I	686	1,79		5729,20	Cr I	257	1,08	
5627,49	Fe II	57	1,30		5732,29	Fe I	1313	1,05	
5634,93	Fe I	1281	1,49		5738,55	Cr I	227	0,58	
5640,97	Sc II	29	1,81		5748,86	V I	92	1,19	
5643,94	Fe I	1021	0,87		5754,41	Fe I	866	1,14	
5645,65	Si I	10	0,99		5756,45	Ti I	228		1,61
5655,50	Fe I	1107	1,44		5759,56	Fe I	1087		1,68
5657,87	Sc II	29	1,76		5760,53	Fe I	1054		1,54
5658,33	Sc II	29	1,53		5760,84	Ni I	231		1,56
5658,82	Fe I	686	1,61		5761,41	V I	35		1,56
5662,95	Y II	38	1,85		5761,88	Ca I	54		1,56
5664,01	V I	272	0,90		5762,29	Ti I	309		1,79
5664,04	Cr I	203			5762,99	Fe I	1107		1,57
5665,60	Si I	10	0,97		5766,33	Ti I	309		1,44
5667,16	Sc II	29	1,72		5769,31	Fe I	1179		1,44
5669,04	Sc II	29	1,68		5772,40	V I	92		1,45
5675,41	Ti I	249	1,25	1,60	5774,03	Ti I	309		1,39
5677,68	Fe I	1057	1,05		5775,09	Fe I	1087		1,57
5679,02	Fe I	1183		1,59	5776,67	V I	30		1,58
5682,62	Na I	6	1,61	1,79	5778,47	Fe I	209		1,46
5684,19	Sc II	29	1,79	1,65	5780,62	Fe I	552		1,81
5686,53	Fe I	1182	1,35	1,71	5782,60	V I	35		1,67
5688,20	Na I	6	1,70	1,78	5783,11	Cr I	188		1,46

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ϵ Peg				γ Cyg	ϵ Peg
5784,36	V I	141		1,61	5848,09	Fe I	1175		
5784,69	Fe I	686		1,53	5852,19	Fe I	1178	0,66	1,51
5785,97	Ti I	309		1,79	5853,67	Ba II	2	1,76	1,78
5787,03	Cr I	119		1,29	5855,12	Fe I	1179		1,00
5787,99	Cr I	188		1,57	5856,08	Fe I	1128		1,40
5788,54	V I	92		1,08	5857,45	Ca I	47	1,54	1,84
5791,00	Cr I	188		1,67	5858,27	Fe I	170		1,29
5791,04	Fe I	552			5858,28	Mo I	5		
5793,16	Fe II	47		1,34	5858,77	Fe I	1084		1,32
5793,93	Fe I	1086		1,46	5859,60	Fe I	1181	1,27	1,49
5796,76	Zr I	4		1,55	5861,11	Fe I	1084		1,04
5797,53	Cr I	185	1,39	1,86	5862,35	Fe I	1180	1,29	1,54
5797,57	La II	4			5866,45	Ti I	72	0,68	1,79
5798,19	Fe I	982		1,84	5867,57	Ca I	46	0,55	1,43
5799,02	Fe II	165		1,21	5872,98	Eu II	9		1,27
5804,02	Nd II	79		1,49	5873,21	Fe I	1087	0,71	1,42
5804,26	Ti I	309		1,67	5876,27	Fe I	1084		1,21
5804,47	Fe I	1087		1,49	5877,77	Fe I	1083		1,49
5805,23	Ni I	234	0,99	1,50	5879,49	Fe I	1201		1,54
5805,76	Fe I	1313	1,02	1,50	5880,30	Ti I	71	1,09	1,56
5805,77	La II	4			5883,83	Fe I	982	1,18	1,62
5806,77	Sc II	21		1,50	5885,61	Zr I	2		1,42
5807,97	Fe I	1178	0,56	1,33	5888,32	Mo I	5	0,83	
5808,31	La II	4	0,97	1,23	5889,95	Na I	1	2,08	1,80
5809,24	Fe I	982		1,60	5891,52	Nd II	86	1,15	
5809,75	Ti I	73		1,09	5892,80	Fe I	63	2,05	1,80
5812,82	Ti I	309	0,84		5892,87	Ni I	68		
5816,36	Fe I	1179	1,13		5895,92	Na I	1	2,05	1,83
5818,74	Eu II	9		1,00	5898,21	Fe I	1259	0,90	
5819,93	V II	99	0,91	0,96	5899,29	Ti I	72	1,08	1,60
5823,67	Ti I	239	1,23	1,21	5901,53	Fe I	1083	1,04	
5826,29	Co I	169	0,80	1,00	5903,31	Ti I	71		1,53
5827,89	Fe I	552		1,21	5905,67	Fe I	1181	1,44	1,53
5830,71	V I	142		1,18	5909,99	Fe I	552	1,30	1,37
5831,62	Ni I	233	0,78	1,15	5913,35	Fe I	781	0,75	
5832,47	Ti I	309		1,19	5913,73	Ti I	2		1,27
5833,93	Fe I	209	0,77	1,46	5914,16	Fe I	1180	1,52	1,55
5834,93	Fe II	57		1,46	5915,55	Co I	82		1,19
5835,41	Fe I	1313	0,94	1,23	5916,25	Fe I	170	1,03	1,62
5835,43	Fe II	58			5918,54	Ti I	71		1,51
5835,58	Fe I	343		1,26	5918,93	Fe I	1083	1,00	
5838,41	Fe I	959	0,71		5922,11	Ti I	72	0,99	1,13
5842,39	Nd II	86	0,88	1,15	5922,36	Co I	55		1,50
5843,24	Cr I	119		1,00	5923,93	Ni I	259	1,08	1,17
5844,60	Cr I	119		1,30	5925,81	Ni I	42	0,96	
5846,30	V I	142		1,28	5927,79	Fe I	1175	1,05	
5847,01	Ni I	44		1,58	5928,50	Fe I	1055	0,93	
5848,09	Fe I	552	0,66	1,52	5929,70	Fe I	1176	1,07	1,32

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	W_{λ} $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	W_{λ} $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$	
			γ Cуг	ϵ Peg				γ Cуг	ϵ Peg
5930,17	Fe I	1180	1,43	1,50	6008,57	Fe I	982	1,25	1,61
5932,05	Fe II	47	1,10	0,95	6008,64	V I	49		
5933,80	Fe I	1198		1,15	6012,21	Fe I	64		1,54
5934,65	Fe I	982	1,19	1,59	6013,49	Mn I	27	1,37	1,56
5935,23	Zr I	2		1,30	6016,64	Mn I	27	1,17	1,67
5937,80	Ti I	72		1,57	6016,66	Fe I	738		
5940,68	Ti I	2		1,52	6018,34	Fe I	1176		1,25
5941,37	Fe II	58	1,18		6019,47	Ba I	7		0,93
5941,75	Ti I	72	1,07	1,56	6020,17	Fe I	1178	1,37	1,62
5942,71	Fe I	1233	1,28		6021,80	Mn I	27	1,28	1,57
5943,58	Fe I	63		1,20	6021,82	Fe I	63		
5943,62	Fe I	1085			6024,06	Fe I	1178		1,56
5944,65	Ti I	2		1,29	6025,73	Ni I	251		0,93
5946,48	Co I	169	1,69	1,09	6027,05	Fe I	1018		1,32
5947,30	Fe I	1056	0,98	1,08	6027,23	V II	90	1,25	
5948,30	La II	105	1,37	1,39	6039,69	V I	34		1,50
5949,35	Fe I	14	1,15	1,60	6042,09	Fe I	—		1,42
5950,13	Fe I	1200		0,78	6043,38	Ce II	30	1,0	1,01
5952,75	Fe I	959	1,34	1,42	6051,86	Mn II	16		0,97
5953,16	Ti I	154		1,45	6052,89	Mn II	16	1,16	
5955,68	Fe I	1106	1,67	1,18	6053,68	Ni I	247	1,09	0,97
5956,70	Fe I	14	1,07	1,61	6054,10	Fe I	1142		0,97
5958,23	Fe I	14	1,16	1,44	6056,00	Fe I	1259	1,20	1,22
5959,87	Fe I	1020		1,18	6058,11	V I	34		1,36
5963,25	Fe I	63		1,28	6060,81	Fe I	1081		1,12
5965,82	Ti I	154		1,67	6062,89	Fe I	63		1,50
5967,77	V II	126	1,08		6064,63	Ti I	69		1,49
5975,35	Fe I	1017		1,52	6065,43	Fe I	207	1,50	1,60
5975,83	Ce II	30	1,18		6078,49	Fe I	1259	1,23	1,48
5976,79	Fe I	959	1,32	1,55	6081,42	V I	34		1,60
5978,54	Ti I	154		1,60	6082,71	Fe I	64		1,58
5980,89	Ti I	72		1,17	6084,11	Fe II	46	1,51	0,82
5983,70	Fe I	1175	1,19		6085,22	Ti I	69		1,50
5984,80	Fe I	1260	1,28		6086,29	Ni I	249	0,86	1,17
5987,05	Fe I	1260	1,25	1,59	6087,48	V I	33		1,05
5988,56	Ti I	154		1,30	6089,47	V I	33		1,52
5990,59	Fe II	51	1,64	1,02	6090,18	V I	34		1,70
5991,38	Fe II	46		1,42	6091,17	Ti I	238		1,33
5997,80	Fe I	1175	1,24	1,33	6091,74	Fe I	1200		1,22
5997,86	Ni I	226			6092,81	Ti I	153		1,22
5998,86	Ni I	226		1,02	6093,14	Co I	37		1,42
5999,66	Ti I	227		1,18	6093,66	Fe I	1177		1,22
6000,66	Co I	169		0,93	6094,41	Fe I	1177	0,86	1,23
6002,64	Ti I	198		1,37	6096,68	Fe I	959	0,82	
6003,03	Fe I	959	1,28	1,52	6097,08	Fe I	64		1,35
6005,53	Fe I	207		1,40	6098,28	Fe I	1200		1,07
6007,75	Fe I	581	1,05	1,44	6098,65	Ti I	304	1,05	1,44
6007,96	Fe I	1178		1,30	6100,23	Fe I	1199	0,90	0,93

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cyg	ε Peg				γ Cyg	ε Peg
6102,17	Fe I	1259		1,40	6149,23	Fe II	74	1,67	1,20
6102,72	Ca I	3	1,65	1,67	6150,10	Fe II	46	0,95	1,70
6103,19	Fe I	1260		1,40	6150,13	V I	20		
6105,15	Fe I	1175		0,90	6151,50	V I	33	0,98	1,79
6106,84	Fe I	208	0,82	0,61	6151,62	Fe I	62		
6108,12	Ni I	45	1,15	1,57	6154,22	Na I	5	1,07	1,62
6111,06	Ni I	230	0,68	1,09	6155,24	Fe II	161	1,30	
6113,33	Fe II	46	1,38	0,61	6155,22	Si I	29		
6116,04	Fe II	46	1,29		6155,73	Si I	29		1,66
6116,13	Ni I	218		1,53	6156,10	Ca I	20		1,29
6116,99	Co I	37		1,46	6157,73	Fe I	1015	1,18	1,67
6119,50	V I	34		1,53	6159,40	Fe I	1175		1,38
6120,25	Fe I	14		1,50	6160,74	Na I	5	1,07	1,62
6121,00	Ti I	153		1,17	6161,28	Ca I	20	1,16	1,83
6122,21	Ca I	3	1,70	1,72	6162,17	Ca I	3	1,68	1,86
6124,86	Zr I	24	1,01		6163,56	Fe I	64	1,02	1,83
6125,03	Si I	30		1,09	6163,75	Ca I	20	0,96	1,75
6126,21	Ti I	69	0,79	1,64	6165,36	Fe I	1018		1,56
6127,91	Fe I	1017	1,03	1,41	6166,44	Ca I	20	1,05	1,58
6128,30	V I	33		1,42	6169,05	Ca I	20	1,59	1,71
6128,99	Ni I	42		1,57	6169,55	Ca I	20		1,75
6129,23	Cr II	105	0,90		6170,34	V I	20	1,08	1,66
6129,25	Mn II	13			6170,56	Ni I	228		1,69
6129,71	Fe II	46	1,30		6173,34	Fe I	62	1,24	1,64
6130,37	Fe I	624		1,01	6175,42	Ni I	217	1,36	1,28
6130,79	Mn II	13		1,01	6176,81	Ni I	228	1,26	1,55
6131,54	Si I	30	1,03	1,01	6177,49	Ni I	244		1,36
6131,86	Si I	30		1,10	6179,37	Fe II	163	1,03	
6131,91	Mn II	13			6180,21	Fe I	269	0,90	1,67
6133,94	Ni I	229		0,90	6183,89	Ni I	226		1,23
6134,53	Zr I	2		1,47	6186,14	Ti I	197		1,10
6135,36	V I	34		1,65	6186,74	Ni I	229		1,44
6135,75	Cr I	314		1,07	6187,41	Fe I	342		1,44
6136,62	Fe I	169	1,72	1,88	6188,03	Fe I	959	0,94	1,42
6136,99	Fe I	62		1,75	6189,00	Co I	37		1,50
6137,69	Fe I	207	1,59	1,86	6189,35	V I	20		1,35
6138,38	Ti I	197		1,15	6191,18	Ni I	45		1,68
6138,44	V I	13			6191,56	Fe I	169	1,64	1,65
6138,77	Cr II	188	0,82		6191,73	Y I	2		1,75
6139,65	Fe I	208		0,94	6195,18	Cr II	105	0,99	
6140,50	Zr I	24		1,06	6199,47	Fe I	208		1,72
6141,71	Ba II	2	1,97	1,86	6200,32	Fe I	207		1,59
6142,53	Si I	30		1,68	6204,64	Ni I	226		0,95
6145,08	Si I	29		1,00	6210,67	Sc I	2		1,41
6145,42	Fe I	685	1,25	1,06	6213,43	Fe I	62	1,29	1,55
6146,38	Co I	80		1,15	6213,87	V I	20		1,40
6146,53	La II	4	1,73		6215,21	Ti I	293	1,20	1,55
6147,73	Fe II	74	1,72	1,49	6216,36	V I	19	0,93	1,60

Таблица 1 (продолжение)

Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Peg				γ Cуг	ϵ Peg
6219,29	Fe I	62	1,31	1,73	6278,30	Au I	1		1,12
6220,46	Ti I	293	1,10		6279,75	Sc II	28	1,51	1,38
6221,66	Fe I	13	1,00		6280,62	Fe I	13	0,84	1,79
6224,23	Fe I	1257			6282,63	Co I	37	1,12	1,56
6224,26	V I	20	0,88	0,90	6285,16	V I	19		1,57
6224,50	V I	20		1,58	6290,55	Fe I	208	1,09	
6226,66	Cr II	105	1,01		6290,96	Fe I	1258		1,34
6226,77	Fe I	981		1,28	6292,85	V I	19		1,59
6229,23	Fe I	342	1,16	1,60	6293,00	Ti I	103		1,78
6230,72	Fe I	207	1,66	1,82	6296,00	La II	47	0,78	
6232,66	Fe I	816	1,22	1,67	6296,51	V I	19		1,80
6233,18	V I	20		1,63	6296,64	Ti I	1		
6233,52	Fe II	—	0,89		6297,80	Fe I	62	1,20	1,61
6237,34	Si I	28	1,18	1,22	6300,36	Ni I	246	0,87	
6238,37	Fe II	74	1,67	1,18	6301,51	Fe I	816	1,35	1,62
6239,95	Fe II	74	1,29	1,42	6302,50	Fe I	816	1,26	1,60
6240,13	V I	20		1,42	6303,46	Fe I	1140		1,33
6240,26	Fe I	1015		1,43	6305,46	La II	5	0,78	1,60
6240,65	Fe I	64	0,94	1,59	6305,67	Sc I	2		1,72
6242,80	V I	19		1,72	6309,90	Sc II	28	1,35	1,17
6243,11	V I	19		1,72	6311,28	Ti I	103		1,51
6243,86	Si I	28	1,13		6312,24	Ti I	104		1,32
6244,51	Sc I	3	0,99		6313,05	Zr I	65		1,00
6245,62	Sc II	28	1,61	1,18	6314,67	Ni I	249		1,65
6246,33	Fe I	816		1,67	6315,31	Fe I	1015		1,40
6246,56	Fe II	74	1,41		6315,81	Fe I	1014		1,34
6247,56	Fe II	74	1,62	1,11	6318,02	Fe I	168	1,45	1,71
6248,95	Hf II	22	1,03		6318,03	Ti I	103		
6249,65	Fe I	685		1,33	6318,75	Mg I	23		1,26
6251,83	V I	19		1,61	6320,86	Sc II	28	1,43	1,37
6252,56	Fe I	169	1,54	1,77	6322,69	Fe I	207	0,96	1,65
6254,26	Fe I	111	1,46	1,74	6325,22	Ti I	1		1,53
6256,37	Fe I	169	1,33	1,79	6327,60	Ni I	44		1,59
6256,90	V I	19		1,50	6330,10	Cr I	6		1,58
6258,10	Ti I	104	0,94	1,79	6331,96	Fe II	199		1,48
6258,70	Ti I	104	1,10	1,87	6335,33	Fe I	62	1,39	1,77
6259,61	Ni I	216		1,14	6336,10	Ti I	103		1,55
6261,10	Ti I	104	0,99	1,87	6336,83	Fe I	816	1,37	1,69
6262,30	La II	33	1,17	1,37	6338,89	Fe I	1258	1,06	
6265,14	Fe I	62	1,31		6339,09	V I	84		1,58
6266,32	V I	20		1,07	6339,14	Ni I	248		
6268,84	V I	20		1,57	6339,96	Fe I	685		1,12
6270,23	Fe I	342		1,55	6344,15	Fe I	169	1,09	1,72
6271,28	Fe I	685		1,44	6347,09	Si II	2	1,67	
6273,38	Ti I	1		1,14	6349,74	Mn I	39		1,07
6274,67	V I	19		1,62	6353,84	Fe I	13		1,33
6276,31	Sc I	2	0,85	1,16	6355,03	Fe I	342	1,03	1,57
6277,52	Ti I	144	1,18	1,34	6357,10	Zr I	2		1,06

Т а б л и ц а [1 (продолжение)

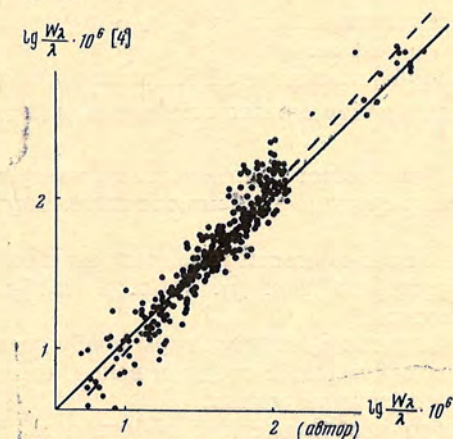
Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cуг	ϵ Рег				γ Cуг	ϵ Рег
6353,69	Fe I	13	1,13	1,82	6450,23	Co I	37		1,65
6360,79	Ni I	229		1,27	6452,35	V I	43		1,49
6362,35	Zn I	6		1,54	6454,99	Co I	174		1,16
6362,87	Cr I	6		1,54	6455,60	Ca I	19		1,44
6364,33	Fe I	1253		1,33	6453,37	Fe II	74	1,78	1,21
6364,59	Ni I	67		1,33	6462,56	Ca I	18	1,64	1,75
6366,35	Ti I	103		1,49	6464,67	Fe I	13		1,42
6369,45	Fe II	40	1,41	1,09	6464,70	Ca I	19		
6370,33	Ni I	127		1,14	6466,97	V I	32		1,11
6371,35	Si II	2	1,59	0,93	6469,12	Fe I	163		1,43
6374,03	La II	111		1,01	6471,66	Ca I	18	1,16	1,65
6378,26	Ni I	247		1,08	6473,89	Hf II	91	0,76	
6378,82	Sc I	1			6475,63	Fe I	206	1,07	1,67
6378,91	Ba II	12		1,09	6480,11	Gd II	109	0,94	
6380,74	Fe I	1015		1,35	6431,87	Fe I	109		1,62
6383,75	Fe II	—	1,22		6432,20	Fe II	199	1,07	
6384,66	Mn I	39		1,08	6490,34	Co I	81		1,59
6384,69	Ni I	246			6491,61	Ti II	91	1,67	1,53
6385,47	Fe II	—	1,10		6491,71	Mn I	39		
6388,41	Fe I	685		0,97	6493,05	Fe II	—	1,20	
6390,43	La II	33	0,96	1,31	6493,78	Ca I	18	1,37	1,73
6392,53	Fe I	109		1,42	6494,98	Fe I	163	1,56	1,79
6393,60	Fe I	163	1,52	1,77	6495,77	Fe I	1253		1,46
6400,01	Fe I	816	1,53	1,72	6496,45	Fe I	1258		1,46
6400,33	Fe I	13		1,82	6496,89	Ba II	2	1,83	1,77
6405,89	Ca I	—		0,85	6497,63	Ti I	102		1,35
6407,30	Fe II	74	1,32	0,92	6493,95	Fe I	13		1,79
6408,03	Fe I	816	1,25	1,43	6499,64	Ca I	18	1,13	1,62
6411,10	Fe I	1256	1,44		6501,21	Cr I	16		1,44
6411,65	Fe I	816		1,53	6501,63	Fe I	—		1,27
6413,13	Ti I	1		1,22	6504,16	V I	43		1,43
6414,60	Ni I	244	1,02		6503,13	Ti I	102		1,24
6416,90	Fe II	74	1,59	1,07	6503,74	Ca I	18		1,64
6416,94	Fe I	1253			6516,05	Fe II	40	1,67	1,53
6419,65	Fe I	953	1,36	1,42	6517,01	Fe II	—	1,29	0,80
6421,35	Fe I	111	1,53	1,63	6518,33	Fe I	342	1,10	1,70
6429,91	Co I	81		1,05	6519,37	Mn I	39	1,03	1,01
6430,47	V I	107		0,94	6526,99	La II	33	1,27	
6430,85	Fe I	62	1,51	1,73	6527,20	Si I	52		0,89
6432,06	Ni I	126		1,11	6527,49	Si I	62		1,38
6432,65	Fe II	40	1,64	1,15	6529,19	Cr I	265		0,97
6435,14	V I	107		1,36	6531,44	V I	43		1,30
6436,43	Fe I	1016		0,84	6531,66	Hf II	43		1,01
6437,64	Eu II	8		0,89	6532,89	Ni I	64	0,93	1,42
6439,07	Ca I	18	0,72	1,72	6533,97	Fe I	1197		1,19
6441,95	A II			0,85	6537,92	Cr I	16		1,29
6449,81	Ca I	19	1,34	1,65	6541,49	Fe I	1195		0,88
6450,09	Co I	80		1,65	6543,51	V I	43	1,10	

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, А	Элемент	Мульти- плет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cys	ϵ Peg				γ Cys	ϵ Peg
6543,98	Fe I	1139		1,42	6624,86	V I	48		1,07
6545,80	Mg II	23		0,73	6625,04	Fe I	13		1,69
6546,27	Fe I	268	1,45	1,70	6627,55	Fe I	1174		1,19
6546,28	Ti I	102			6630,01	Cr I	16		1,53
6547,58	Fe I	13	0,87	1,11	6632,43	Co I	111		1,23
6548,72	Hf II			1,06	6633,76	Fe I	1197		1,37
6550,01	Hf II	111		0,82	6634,10	Fe I	1258	1,25	
6550,24	Sr I	12	0,56	0,86	6635,15	Ni I	264		0,56
6551,68	Fe I	13		1,46	6639,71	Fe I	1195		1,09
6552,77	Fe I	1325	1,08	1,03	6639,90	Fe I	1007		1,29
6554,22	Ti I	102	0,69	1,43	6643,64	Ni I	43	1,19	1,68
6556,79	Fe I	1255		0,67	6645,11	En II	8		0,99
6557,40	Y I	1	0,80	1,21	6646,98	Fe I	206	0,95	1,21
6558,05	Sc I	24	0,64		6648,08	Fe I	13		1,33
6559,58	Ti II	91	1,29	1,28	6663,44	Fe I	111		1,44
6560,68	Si I	62	0,79	1,05	6665,42	Fe I	34		1,37
6562,81	H $_{\alpha}$	1	2,75	2,39	6667,42	Fe I	168		1,20
6569,28	Fe I	1253	1,07	1,40	6677,99	Fe I	268	0,62	1,74
6569,31	Sm II	62			6678,81	Co I	54		1,23
6572,80	Ca I	1		1,73	6680,26	Ti II	112	1,42	
6574,23	Fe I	13		1,67	6687,57	Y I	1	0,91	
6575,02	Fe I	206	0,92	1,62	6696,30	Fe I	1255	0,97	1,42
6581,22	Fe I	34		1,55	6699,14	Fe I	1228	0,99	
6586,32	Ni I	64	1,34	1,61	6703,57	Fe I	268	1,15	1,24
6586,34	Mn I	51			6705,11	Fe I	1197		1,15
6591,32	Fe I	1229		0,99	6709,88	Ca I	45		1,39
6592,91	Fe I	268	1,43	1,67	6713,14	Fe I	1195		1,27
6592,91	Ti I	102			6713,76	Fe I	1255		0,98
6593,87	Fe I	168	1,09	1,66	6715,38	Cr I	282		1,26
6595,32	Ba I	6		0,78	6716,24	Fe I	1225		1,16
6595,86	Co I	174		1,15	6717,68	Ca I	32	1,45	1,70
6597,55	Cr I	282	1,18	1,28	6719,40	Hf II	110		0,72
6598,59	Ni I	244		1,15	6721,97	Si I	—		0,99
6599,11	Ti I	49		1,54	6725,89	Fe I	1052		1,08
6603,67	Fe I	860		0,87	6726,66	Fe I	1197	0,72	1,28
6604,60	Sc II	19	1,51	1,39	6732,05	Fe I	1225		0,25
6605,54	Mn I	51	0,70		6733,16	Fe I	1195		1,13
6605,98	V I	48		1,30	6737,87	Sc I	—		1,20
6607,02	Ti II	91	1,07	1,04	6739,54	Fe I	34		1,42
6608,03	Fe I	109		1,43	6743,12	Fe I	48	1,18	1,54
6609,11	Fe I	206	0,97	1,51	6745,11	Fe I	1227		0,98
6610,04	Gd II	108		0,22	6746,96	Fe I	205		0,96
6612,17	Cr I	282		0,29	6750,15	Fe I	111	1,14	1,58
6613,74	Y II	26	1,19	1,47	6752,72	Fe I	1195	0,82	1,36
6613,83	Fe I	13			6753,00	V I	31		1,47
6617,12	Co I	202	0,68		6755,60	Fe I	—		1,01
6617,14	Ni I	248			6762,38	Zr I	1		1,19
6622,41	Fe I	1157	1,00		6762,41	Cr I	315		

Таблица 1 (окончание)

Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Длина волны, Å	Элемент	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			γ Cug	ϵ Peg				γ Cug	ϵ Peg
6766,49	V I	31		1,30	6804,02	Fe I	1174		1,22
6767,77	Ni I	57	1,18	1,62	6806,85	Fe I	268		1,34
6771,04	Co I	54		1,56	6810,28	Fe I	1197		1,47
6772,36	Ni I	127	0,70	1,26	6814,95	Co I	54		1,46
6774,28	La II	2	0,65		6819,60	Fe I	1051		0,91
6777,44	Fe I	1013		0,88	6820,43	Fe I	1197		1,24
6783,27	Fe I	206		1,31	6828,61	Fe I	1195		1,48
6785,25	Ti II	112		0,88	6838,08	Fe I	1192		1,07
6789,17	Cr I	—		0,84	6839,82	Fe I	205		1,68
6790,00	Sm II	56		1,06	6841,34	Fe I	1195		1,47
6793,26	Fe I	1005		1,41	6842,66	Fe I	1197		1,43
6798,57	Ca I	31		0,93	6843,67	Fe I	1173		1,28
6801,87	Fe I	34		1,18	6845,24	Y I	16		0,98
6803,84	Fe I	1191		1,22					



Фиг. 1. Сравнение эквивалентных ширин ($\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$) для γ Cug с данными [4]

Сравнение измеренных нами W_λ с данными из [4] для γ Cug приведено на фиг. 1, из которой видно, что полученные значения W_λ для слабых линий несколько больше, а для сильных линий — несколько меньше, чем в [4].

§ 2. Построение кривых роста и определение температур возбуждения T_v

В качестве теоретической использована кривая роста, предложенная А. Унзольдом [19]. Все линии, для которых были определены W_λ , рассортированы по элементам и по потенциалам возбуждения (табл. 2). В этой таблице в первом столбце приведен элемент и номер группы, во втором — средний потенциал возбуждения $\bar{\epsilon}_i$. В третьем столбце дается число линий n в каждой группе и в четвертом — v_i (см. ниже, § 3).

В спектре γ Cug наиболее полно представлены интенсивные линии Fe I, Fe II, Ti I, Ti II, Cr I и Cr II. В атмосфере ϵ Peg атомы в основном

находятся в нейтральном состоянии (Fe I, Ti I, Cr I, V I, Mn I и др.). Кривые роста строились обычным способом. О выборе сил осцилляторов линий сказано в [20].

Для определения T_v для каждого элемента строилась одна общая по всем мультиплетам кривая роста. На фиг. 2 приведены образцы общих кривых роста, построенных по линиям Fe I (а и в) и ионизованных атомов Fe II, Cr II, Ti II (б и г). Для определения микротурбулентных скоростей для каждой группы линий строилась своя кривая роста (см. § 4).

Для элементов, которые представлены достаточным числом линий в спектрах изучаемых звезд, по кривой роста находился $\lg N_i/g_i$. Потом были построены зависимости $\lg N_i/g_i$ от ϵ_i для групп линий с заметно различающимися средними потенциалами возбуждения нижних уровней. Такие зависимости строились для Fe I, Fe II, Ti I, Ti II, Cr I, Cr II, V II, V I, Mn I, Ca I и других элементов. В качестве примера на фиг. 3 представлены зависимости $\lg N_i/g_i \sim \epsilon_i$ для Fe I у обеих звезд и для Ti I у ϵ Peg. С помощью таких графиков были определены температуры возбуждения (T_v^0) для нейтральных и ионизованных (T_v^+) элементов. Надо отметить, что в качестве контроля для Fe I (в случае γ Cyg) строилось два графика $\lg N_i/g_i \sim \epsilon_i$. Для построения первого была использована единая кривая роста для всех групп линий Fe I (фиг. 3, а), во второй раз для каждой группы линий Fe I (первый столбец в табл. 2) использована своя кривая роста. Полученные температуры T_v мало различаются между собой ($T_v^1 = 5150^\circ$, $T_v^2 = 5250^\circ$).

В обоих случаях прямолинейность зависимости $\lg N_i/g_i \sim \epsilon_i$ не нарушается в пределах от $\epsilon_i \sim 0,0$ до $\epsilon_i \sim 4,6$ эв.

Сведения о T_v даны в табл. 3. В левой половине этой таблицы приведены результаты определения T_v^0 и ΔT^0 для нейтральных элементов, в правой для ионов (T_v^+ и ΔT^+).

Ошибки ΔT_v были определены способом наименьших квадратов. В последней строчке табл. 3 приведены средние значения этих температур по всем элементам.

На основе табл. 3 были построены зависимости температуры возбуждения от среднего потенциала возбуждения (фиг. 4). Табл. 3 и фиг. 4 позволяют сделать следующие выводы:

а) для данного потенциала возбуждения $\bar{\epsilon}_i$ температуры возбуждения, определяемые по линиям нейтральных атомов, в среднем выше, чем температуры возбуждения, найденные по линиям ионов;

б) из сравнения средних температур возбуждения с эффективной температурой видно, что для обеих звезд соблюдается неравенство $T_v < T_{\text{эфф}}$. Величина $T_{\text{эфф}}$ принята равной 6100° [22] и 3560° [23] для γ Cyg и ϵ Peg соответственно.

Первый вывод (это было отмечено и в [3,4]) свидетельствует о том, что линии ионов «эффективно» образуются в верхних, более холодных слоях атмосферы, чем линии нейтральных атомов. Вторым выводом тоже очевиден и показывает, что слои атмосферы звезды, где образуется непрерывный спектр, характеризуемый эффективной температурой, расположены в среднем глубже, чем слои, где образуются линии поглощения [21], на основе которых мы определяли T_v .

§ 3. Турбулентные скорости

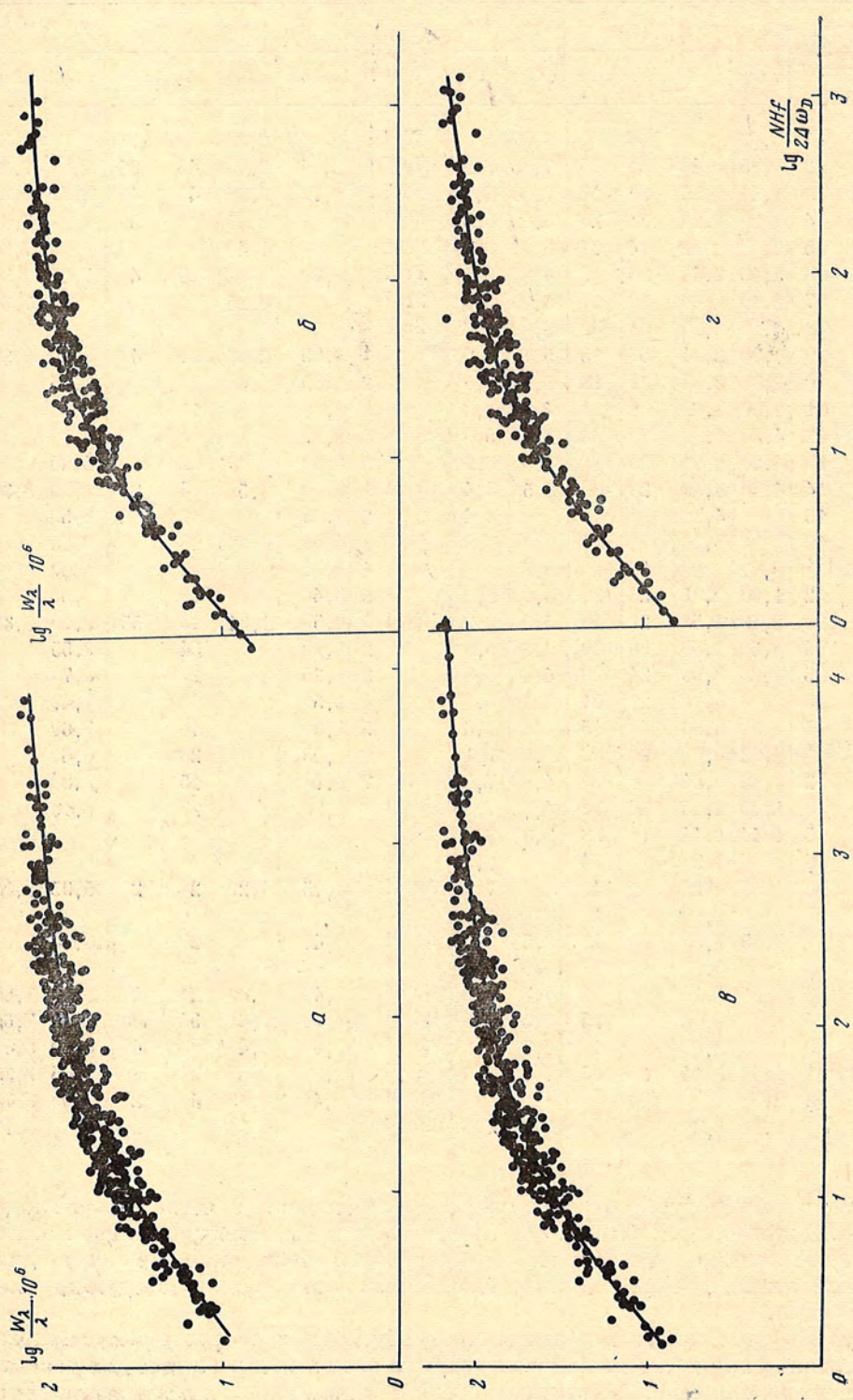
Из табл. 2 видно, что число линий с разными потенциалами возбуждения для нейтральных и ионизованных элементов вполне достаточно для построения отдельных кривых роста для нескольких групп линий и для последующего определения микротурбулентных скоростей. Полученные

Таблица 2

Элемент и номер группы	$\bar{\epsilon}_i$, эв		n		v_i , км/сек		Элемент и номер группы	$\bar{\epsilon}_i$, эв		n		v_i , км/сек	
	γ Cyg	ϵ Peg	γ Cyg	ϵ Peg	γ Cyg	ϵ Peg		γ Cyg	ϵ Peg	γ Cyg	ϵ Peg	γ Cyg	ϵ Peg
Fe I 1	0,09		38		8,30		Y I		0,80		18		6,3
2	0,95	0,48	58	35	7,95	9,6	Mn I	2,44	2,73	45	64	7,90	7,3
3	1,54	1,55	36	21	7,60	8,7	Ni I	1,79	3,29	46	45	8,70	6,9
4	2,20	2,20	32	26	6,00	6,9	Co I		2,35		56		7,6
5	2,30	2,32	14	17	5,24	6,3	Na I		1,40		6		7,3
6	2,45	2,44	26	9	4,80	6,6	Zr I	0,90	0,62	25	43	7,25	6,3
7	2,60	2,60	39	17	6,00	5,5	Sr I		0,25		20		7,3
8	2,80	2,86	68	32	6,30	6,6	Sc I						
9	3,00	2,84	57	15	5,75	5,5	Fe II 1	2,65	2,80	31	46	9,20	8,30
10	3,30	2,95	121	18	5,60	5,3	2	2,85		33		7,95	
11	3,60	3,02	38	21	4,80	6,3	3	3,20		11		6,00	
12	4,00	3,30	29	28	3,45	5,8	4	3,87		8		4,80	
13	4,20	3,60	20	27	4,00	6,00	5	4,50		12		4,20	
14	4,60	3,86	28	20	3,50	4,40	Cr II 1	3,10	3,50	14	20	11,00	6,90
15		4,22		8		4,40	2	3,85		18		9,50	
16		4,70		14		2,80	3	4,06		18		7,25	
Cr I 1	0,47		10		8,7		4	5,31		8		3,80	
2	1,00	0,91	26	30	6,0	8,3	5	6,46		10		3,80	
3	2,50	2,53	22	20	5,0	6,9	Ti II 1	0,59	1,34	16	55	9,10	8,30
4	3,50	2,80	96	40	3,8	6,9	2	1,10		54		9,55	
5	3,00	2,06	24	30	4,8	6,8	3	1,25		27		8,70	
6		3,24	21	21		6,3	4	1,57		33		7,40	
7		3,86		15		7,6	5	1,90		10		7,60	
Ti I 1	0,02	0,01	20	16	8,33	9,1	6	2,05		23		6,60	
2	0,82	0,84	31	29	4,80	7,6	7	3,10		15		3,30	
3	1,00	1,05	21	30	4,36	7,95	V II	1,90		27		9,10	
5	1,44	1,44	19	38	3,80	6,90							
5		1,93		74		6,90							
6		2,20		40		7,30	Zr II	1,05	1,22	28	22	5,95	8,00
7		2,60		19		6,00							
V I 1	0,75	0,03	34	28	9,55	9,55	Eu II	0,40		20		10,50	
2		0,27		27	10,00	10,00	Ba II						
3		1,10		42	9,3	9,3	Sc II	1,49	0,96	23	17	9,10	7,60
4		1,90		25	8,5	8,5	La II	0,60	0,62	54	30	8,70	7,60
5		2,02		10	8,3	8,3	Ce II	0,60	0,43	32	45	6,60	8,30
Ca I 1	1,83	2,14	16	34	7,6	7,6	Y II	0,90	0,56	32	19	7,95	8,30
2	2,51		32				Nd II	0,43	0,35	47	27	10,00	8,70
Mg I	3,33	3,62	14	6	7,6	7,6	Sm II		0,34		23		9,10

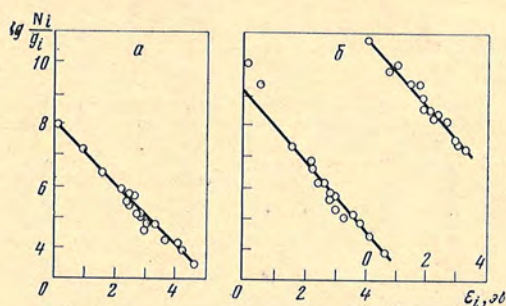
значения микротурбулентных скоростей приведены в четвертом столбце табл. 2 для каждой звезды. На основе табл. 2 была построена фиг. 5, на которой показана зависимость микротурбулентных скоростей от ϵ_i для некоторых элементов. Табл. 3 и фиг. 5 позволяют сделать следующие заключения.

а) Из таблицы видно, что микротурбулентная скорость неодинакова для разных групп линий одного и того же элемента и различна для разных элементов, имеющих различные средние потенциалы возбуждения. Это означает, что различные группы линий одного и того же элемента и разных элементов образуются в различных слоях атмосферы. Несмотря на то, что

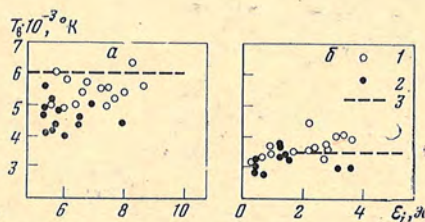


Фиг. 2. Кривые роста

а — для нейтральных (Fe I); б — ионизованных атомов (Fe II, Cr II, Ti II) для γ Суг; в, г — для ϵ Рег соответственно



Фиг. 3. Зависимость $\lg N_i/g_i$ от ε_i
а — для γ Cyg Fe I; б — Fe I и Ti I для ε Peg



Фиг. 4. Зависимость $T_{\text{в}}$ от потенциала возбуждения

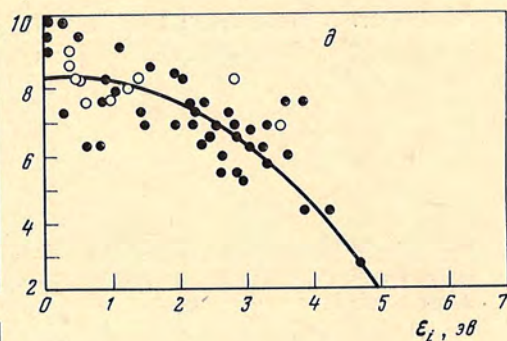
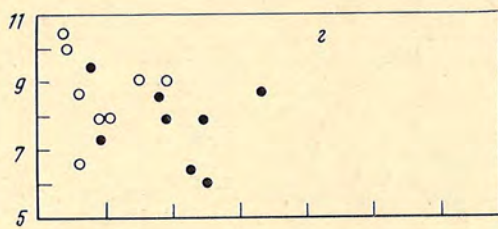
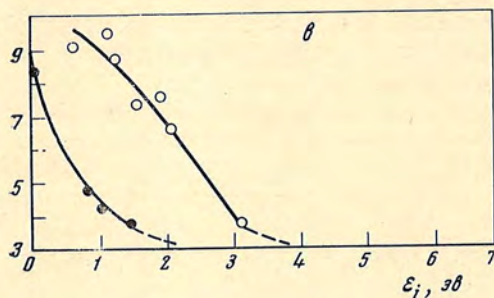
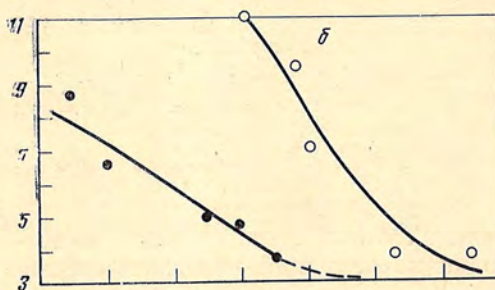
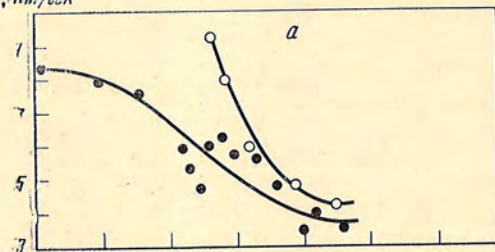
а — для γ Cyg; б — для ε Peg. 1 — $T_{\text{в}}^0$ — температуры возбуждения для нейтральных атомов; 2 — $T_{\text{в}}^+$ — температуры возбуждения для ионов; 3 — $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура

зависимость микротурбулентных скоростей от среднего потенциала возбуждения для каждого элемента неодинакова, общий вид зависимостей почти не изменяется.

б) Кроме того, v_i для линий ионизованных атомов больше, чем для линий нейтральных атомов одного и того же элемента для данного потенциала возбуждения (фиг. 5, а — з) у γ Cyg.

Таблица 3

Ней- тральные атомы	$\bar{\varepsilon}_i, \text{эВ}$		$T_{\text{в}}^0$		$\Delta T_{\text{в}}^0$ γ Cyg	Ионы	$\bar{\varepsilon}_i, \text{эВ}$		$T_{\text{в}}^+$		$\Delta T_{\text{в}}^+$ γ Cyg
	γ Cyg	ε Peg	γ Cyg	ε Peg			γ Cyg	ε Peg	γ Cyg	ε Peg	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Sc I	0,98	0,25	4900°	3200°	400°	Sc II	1,49	0,96	4450°	3260°	450°
Zr I	0,60	0,62	5040	3400	500	Zr II	1,05	1,21	4100	3750	300
Y I	—	0,80	—	3750	—	Y II	0,90	0,56	4870	3400	600
V I	0,76	0,89	6100	3400	400	V II	1,90	—	5040	—	600
Ti I	1,09	1,66	5950	3550	400	Ti II	1,50	1,34	4600	3500	200
Sr I	1,74	2,13	5700	4460	600	Sr II	0,75	—	—	—	—
Fe I	2,64	2,78	5200	3600	250	Fe II	2,96	3,12	4450	3000	370
Cr I	2,42	2,65	5600	3300	300	Cr II	3,68	3,50	5700	3000	550
Ni I	3,06	3,30	5450	4100	500	Ni II	4,01	—	—	—	—
Mg I	3,32	3,60	6380	4000	600	Mg II	10,00	—	5000	—	800
Mn I	2,44	2,73	5000	3800	200	Mn II	5,36	—	—	—	—
Si I	1,90	1,90	—	—	—	Si II	7,60	—	—	—	—
Ca I	2,26	2,14	5600	3600	300						
Co I	1,64	2,35	5400	3700	400						
Na I	1,40		5040								
						Sm II	0,30	0,34	4700	3000	300
						Nd II	0,36	0,35	4850	2800	700
						Ce II	0,58	0,43	4150	3300	700
						La II	0,58	0,62	5250	2800	400
						Eu II	0,37	1,18	4150	3400	800
						Ba II	0,38	1,21	5650	3700	400
						Gd II	0,75	—	4430	—	450
Среднее			5500	3690					4750	3150	

$v_i, \text{км/сек}$


Фиг. 5. Зависимость микротурбулентной скорости от ϵ_i

a — для Fe; $б$ — для Cr; $в$ — для Ti; $г$ — для прочих элементов в γ Cyg; $д$ — для ϵ Peg. Темные кружки — нейтральные, светлые — ионизованные атомы соответственно

В атмосфере сверхгиганта A0 Ib η Leo [20] наблюдается такая же картина для групп линий, имеющих одинаковые потенциалы возбуждения ($\sim 1,5$ эв). Для ионов и нейтральных атомов получаются значения микротурбулентной скорости 11 и 7,2 км/сек соответственно.

Это объясняется тем, что линии ионизованных атомов образуются «в среднем» в верхних, более холодных слоях атмосферы звезды, чем линии нейтральных атомов, и согласуется с выводом § 2 о том, что температуры возбуждения нейтральных атомов выше, чем температуры возбуждения ионов.

Кроме того, с увеличением ϵ_i разница между скоростями v_i уменьшается (фиг. 5, $a - г$). Для больших ϵ_i турбулентные скорости приближаются друг к другу. Это не противоречит тому, что линии (ионов и нейтральных атомов) с самыми большими потенциалами возбуждения образуются в одних и тех же слоях атмосферы.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить И. М. Копылова за предоставление полученных им спектрограмм γ Cyg и ϵ Peg и обсуждение результатов, а также А. Омарову, В. Халилову и А. Соловьеву за помощь в вычислениях.

Ноябрь 1967 г.

Литература

1. F. E. Roach. *Astrophys. J.*, 1942, 96, N 2, 272.
2. I. Sahade, C. U. Cesco. *Astrophys. J.*, 1946, 104, N 1, 133.
3. K. Wright. *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1947, 41, 40.
4. K. Wright. *Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria*, 1951, 8, 1.
5. G. Preston. *Astrophys. J.*, 1961, 134, N 3, 797.
6. P. Merrill. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1953, 65, N 280, 387.
7. M. Feast, A. Thackeray. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1954, 114, N 6, 635.
8. A. Unsold, O. Struve. *Astrophys. J.*, 1949, 110, 455.
9. S. Huang. *Astrophys. J.*, 1951, 114, 287.
10. S. Huang. *Astrophys. J.*, 1952, 115, 529.
11. W. Hiltner, R. Williams. *Photometric Atlas of Stellar Spectra*.
12. L. Gatton. *Astrophys. J.*, 1952, 115, N 3, 346.
13. L. Gatton. *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 1954, 14, 149.
14. D. Koelbleod. *Astron. Inst. Univ. Amsterdam*, 1953, n^o 10.
15. D. Koelbleod. *Bull. Astron. Netherl.*, 1966, 18, N 4, 259.
16. M. Schwarzschild, B. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, 1957, 125, N 1, 123.
17. G. Preston, W. Bidelman. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1956, 68, N 405, 533.
18. Ch. Moore. *Contr. Princeton Univ. Obs.*, 1945, N 20.
19. А. Унзольд. *Физика звездных атмосфер*. ИЛ, 1949.
20. С. К. Зейналов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 37, 191.
21. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 30, 69.
22. P. C. Keenan, W. W. Morgan. *Astrophysics*. N. Y., 1951.
23. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 30, 42.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЧЕТЫРЕХ К-ЗВЕЗД

М. Е. Боярчук, Н. Ф. Войханская*

Методом кривой роста проведен анализ физических характеристик и химического состава атмосфер четырех К-звезд: 70 Oph, K0 V, ϵ Peg K2 Ib, 61 Cyg A K5 V, ξ Cyg K5 Ib. Использовано 45 спектрограмм, имеющих дисперсию 33 Å/мм в области $\lambda\lambda 6800-5300$ Å и 14 Å/мм в области $\lambda\lambda 5000-3800$ Å. Получены эквивалентные ширины для 280 линий поглощения металлов (табл. 2).

Определены турбулентные скорости (табл. 4), температуры возбуждения (табл. 5), электронные давления (табл. 6). Сравнение относительного химического состава атмосфер исследуемых звезд показало, что содержание лития в атмосферах 61 Cyg A и ξ Cyg в 30 раз меньше, чем в атмосферах 70 Oph и ϵ Peg. Содержание Sr, Y, Ba в атмосферах исследуемых звезд в три раза больше, чем в атмосфере Солнца. Относительное содержание остальных элементов не отличается от солнечного (фиг. 5).

THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF FOUR K-STARS, by M. E. Boyarchuk, N. F. Voyhansky. — The physical characteristics and chemical composition of the atmospheres of four K-stars, 70 Oph K0 V, ϵ Peg K2 Ib, 61 Cyg A K5 V, ξ Cyg K5 Ib have been analyzed by the curve of growth method. Forty five spectrograms with a dispersion of 33 Å/mm at $\lambda\lambda 6800-5300$ Å and 14 Å/mm at $\lambda\lambda 5000-3800$ Å were used. The equivalent widths were determined for 280 absorption lines of the metals (table 2).

The turbulent velocities (table 4), the excitation temperatures (table 5) and the electron densities (table 6) were obtained for the dwarfs and supergiants. A comparison of the relative chemical composition of the stellar atmospheres studied shows, that the abundance of the lithium in the atmospheres of 61 Cyg A and of ξ Cyg is less by the factor 30, than that in the atmospheres of 70 Oph and ϵ Peg. The abundance of Sr, Y, Ba in the atmospheres of the stars studied is more by the factor 3, than that in the solar atmosphere. The relative chemical abundance of the other elements do not differ from that of the solar atmosphere (fig. 5).

1. В течение 1966—1967 гг. на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории были получены спектрограммы четырех К-звезд, 70 Oph, ϵ Peg, 61 Cyg A, ξ Cyg. Некоторые данные о них представлены в табл. 1. Спектры звезд фотографировались в трех областях:

Таблица 1

Звезда	HD	Sp	m_v	M_v	$v \sin i$, км/сек	Число спектрограмм		
						$\lambda\lambda 6800-5300$	$\lambda\lambda 5000-4400$	$\lambda\lambda 4400-3800$
70 Oph	165341	K0 V	4 ^m 1	+6 ^m 0	20:	4	5	5
ϵ Peg	206778	K2 Ib	2,4	—4,4	—	2	3	3
61 Cyg A	201091	K5 V	5,1	+7,4	15	2	4	4
ξ Cyg	200905	K5 Ib	3,9	—4,4	15	3	5	5

* Специальная астрофизическая обсерватория

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\epsilon, \text{эв}$	$\lg gf \lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$			
					70 Oph	ϵ Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
6795,40	V II	26	1,72	2,28	1,05	1,59	0,94	—
6791,05	Sr I	3	1,77	3,11	1,29	1,41	1,06	1,45
6774,28	La II	2	0,13	1,01	0,47	1,16	0,74	0,78
6772,36	Ni I	127	3,64	3,66	1,52	1,59	1,35	1,17
6717,69	Ca I	32	2,70	3,05	1,54	1,89	1,69	1,61
6707,74	Li I	1	0,00	3,73	0,72	1,12	0,83	1,02
6677,90	Fe I	268	2,69	2,90	1,54	2,00	1,74	1,96
6663,45	Fe I	111	2,42	1,77	1,43	1,86	1,45	1,60
6661,08	Cr I	282	4,17	4,22	1,10	1,45	1,13	1,31
6645,11	Eu II	8	1,37	3,23	0,98	1,28	0,78	1,22
6643,64	Ni I	43	1,67	2,50	1,61	2,00	1,95	2,04
6613,74	Y II	26	1,74	2,42	1,01	1,68	0,91	1,54
6604,6	Sc II	19	1,35	2,24	0,93	1,44	1,00	1,25
6595,32	Ba I	6	1,12	3,75	1,04	1,54	1,00	1,52
6592,92	Fe I	268	2,73	2,72	1,74	1,20	1,72	2,03
6575,02	Fe I	206	2,53	1,53	1,42	1,72	1,52	1,96
6572,78	Ca I	1	0,00	-0,04	1,31	1,93	1,65	1,82
6550,24	Sr I	12	2,68	4,00	0,97	1,26	1,02	1,45
6516,05	Fe II	40	2,88	1,25	1,13	1,62		1,31
6504,26	V I	48	1,18	2,39	1,15	1,56	1,21	1,60
6499,64	Ca I	18	2,51	3,16	1,38	2,01	1,56	1,92
6493,78	Ca I	18	2,51	3,76	2,06	2,16	1,97	2,08
6475,63	Fe I	206	2,55	1,58	1,37	1,85	1,43	1,60
6471,66	Ca I	18	2,51	3,17	1,61	1,96	1,66	1,62
6462,57	Ca I	18	2,51	4,11	1,80	2,00	1,81	1,91
6456,38	Fe II	74	3,89	2,10	1,04	1,21		0,82
6455,6	Ca I	19	2,51	2,81	1,43	1,77	1,50	1,68
6449,81	Ca I	19	2,51	3,52	1,81	2,02	1,74	2,07
6439,07	Ca I	18	2,51	4,11	1,76	1,93	1,85	1,85
6430,85	Fe I	62	2,17	2,22	1,60	2,06	1,75	1,95
6416,91	Fe II	74	3,87	1,87	0,82	1,24		1,14
6413,35	Sc I	1	0,02	1,37	0,50	1,45		1,06
6411,66	Fe I	816	3,65	3,80	1,55	1,80	1,50	1,65
6408,03	Fe I	816	3,69	3,41	1,44	1,84	1,32	1,66
6393,6	Fe I	168	2,43	2,71	1,63	1,93	1,65	1,95
6390,48	La II	33	0,32	1,39	0,52	1,54	1,00	1,22
6370,38	Ni I	127	3,53	2,58	1,20	1,51	0,85	1,50
6355,04	Fe I	342	2,83	2,04	1,18	1,88	1,28	1,80
6318,02	Fe I	168	2,45	2,24	1,72	2,06	1,53	1,84
6311,51	Fe I	342	2,83	1,56	1,33	1,55	1,07	1,82
6305,67	Sc I	2	0,02	2,31	1,26	1,38	1,37	1,55
6292,90	V I	19	0,29	2,06	1,36	1,91	1,46	1,79
6285,20	V I	19	0,27	2,04	1,34	1,86	1,43	1,80
6276,3	Sc I	2	0,02	1,17	1,10		1,09	1,63
6256,91	V I	19	0,27	1,68	1,30	1,61	1,31	1,80
6242,8	V I	19	0,25	1,96	1,37	1,61	1,22	1,77
6239,78	Sc I	3	0,00	1,37	1,35	1,90	1,36	1,82
6233,19	V I	20	0,27	1,74	1,26	1,50	1,20	1,44
6216,37	V I	19	0,27	2,40	1,30	1,86	1,55	1,76
6213,87	V I	20	0,30	1,88	1,37	1,52	1,33	1,52

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\varepsilon, \text{эв}$	$\lg gf\lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$			
					70 Oph	ε Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
6210,68	Sc I	2	0,00	2,21	0,71	1,44		
6191,56	Fe I	169	2,43	2,70	1,86	2,01	1,88	2,06
6176,81	Ni I	228	4,07	3,97	1,34	1,83	1,27	1,73
6175,42	Ni I	217	4,07	3,72	1,00	1,65	0,67	1,60
6169,56	Ca I	20	2,51	3,42	1,87	2,08	1,96	1,96
6169,05	Ca I	20	2,51	3,12	1,77	2,08	1,96	1,96
6166,4	Ca I	20	2,51	3,05	1,46	1,77	1,62	1,77
6162,17	Ca I	3	1,89	3,80	2,22	2,13	2,41	2,19
6154,23	Ca I	5	2,09	2,99	1,10	1,64	1,14	1,21
6147,70	Fe II	74	3,87	1,83	0,78	1,46	0,64	0,89
6145,08	Si I	29	5,53	2,36	0,92	1,51	0,83	1,33
6131,54	Si I	30	5,58	2,45	1,20	1,35	1,28	1,40
6122,2	Ca I	3	1,88	3,69	1,88	1,99	2,25	2,32
6119,50	V I	34	1,06	3,31	1,37	1,58	1,25	1,52
6102,72	Ca I	3	1,87	3,17	1,92	2,12	2,09	1,97
6090,18	V I	34	1,08	3,65	1,37	1,90	1,68	1,83
6085,23	Ti I	69	1,05	2,66	1,34	1,57	1,16	1,25
6082,72	Fe I	64	2,22	0,86	1,24	1,55	1,25	1,45
6065,49	Fe I	207	2,61	2,75	1,50	1,97	1,53	1,91
6063,1	Ba I	7	1,14	3,54	1,09	1,65	0,60	1,49
6049,51	Eu II	9	1,27	2,40	1,01	1,09	0,53	1,16
6024,07	Fe I	1178	4,55	4,23	1,30	1,70	1,22	1,52
6021,80	Mn I	27	3,06	3,94	1,27	1,72	1,00	1,40
6016,64	Mn I	27	3,06	3,78	1,35	1,59	1,25	1,75
6008,58	Fe I	982	3,88	3,41	1,54	2,02	1,45	1,83
5976,8	Fe I	959	3,94	3,22	1,25	1,52	0,97	1,20
5937,8	Ti I	72	1,06	2,49	1,20	1,28	1,23	1,38
5895,92	Na I	1	0,00	3,44	2,61	2,87	2,87	2,85
5889,95	Na I	1	0,00	3,75	2,78	2,95	2,97	2,89
5862,36	Fe I	1180	4,53	3,95	1,21	1,43	1,06	1,22
5857,45	Ca I	47	2,92	4,04	1,80	1,96	1,91	1,74
5818,70	Eu II	9	1,22	1,96	0,88	1,00	0,62	1,12
5800,23	Ba I	9	1,67	3,47	0,56	1,07	0,73	1,22
5793,13	Si I	9	4,91	2,24	1,45	1,70	0,89	1,70
5737,04	V I	35	1,06	2,91	1,47	1,80	1,31	1,67
5727,02	V I	35	1,08	3,50	1,27	2,05	1,57	1,94
5700,10	Sc I	12	1,43	3,94	1,51	1,58	1,32	1,36
5688,20	Na I	6	2,10	3,68	1,33	1,88	1,86	1,53
5671,8	Sc I	12	1,44	4,10	1,10	1,00	1,49	1,70
5657,9	Sc II	29	1,50	3,07	1,30	1,53	0,90	1,00
5624,55	Fe I	686	3,42	3,57	1,73	2,05	1,88	2,03
5615,65	Fe I	686	3,33	4,26	2,13	2,13	2,03	2,06
5598,49	Ca I	21	2,51	3,68	1,65	1,86	1,81	1,76
5594,47	Ca I	21	2,51	3,86	1,95	1,88	1,90	1,77
5588,76	Ca I	21	2,51	4,16	1,90	1,89	2,17	1,94
5586,76	Fe I	686	3,35	4,04	2,04	2,14	2,09	1,82
5576,10	Fe I	686	3,42	3,44	1,58	1,74	1,56	
5572,85	Fe I	686	3,40	4,03	1,68	1,86	1,73	
5569,62	Fe I	686	3,42	3,82	1,81	1,85	1,59	
5535,48	Ba I	2	0,00	3,69	1,23	1,72	1,29	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	n	$\varepsilon, \text{\AA}$	$\lg g/\lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$			
					70 Oph	ε Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
5528,40	Mg I	9	4,33	3,61	1,78	1,98	1,91	
5526,81	Sc II	31	1,76	3,67	1,10	1,41	1,00	
5521,77	Sr I	9	2,24	3,79	0,91	1,35	1,18	
5519,05	Ba I	9	1,56	3,94	0,62	1,06	1,18	
5506,78	Fe I	15	0,99	1,40	1,71	2,06	2,04	
5503,9	Ti I	287	2,57	4,17	1,26	1,31	0,91	
5501,5	Fe I	15	0,96	1,08	1,51	1,87	1,88	
5497,5	Fe I	15	1,01	1,25	1,60	1,91	1,93	
5486,12	Sr I	9	2,24	3,43	1,09	1,31	0,93	
5484,6	Sc I	16	1,84	4,07	1,05		0,96	
5455,61	Fe I	15	1,01	1,71	2,07	2,20	2,03	
5450,84	Sr I	9	2,25	3,56	1,00	1,33	1,03	
5446,92	Fe I	15	0,99	1,88	2,18	2,23	2,22	
5434,53	Fe I	15	1,01	1,76	1,88	2,09	2,10	
5429,70	Fe I	15	0,95	1,97	2,08	2,17	2,05	
5425,27	Fe II	49	3,19	1,19	1,06	1,44	1,17	
5424,65	Ni I	70	1,94	2,59	1,77	1,88	1,74	
5420,36	Mn I	4	2,13	2,52	1,31	1,62	1,56	
5409,79	Cr I	18	1,03	3,03	1,97	2,23	2,16	
5405,78	Fe I	15	0,99	1,98	2,07	2,19	2,32	
5402,78	Y II	35	1,83	2,84	1,30	1,35	1,23	
5397,13	Fe I	15	0,91	1,85	1,94	2,14	2,12	
5392,1	Sc I	19	1,98	4,06	1,52		1,30	
5371,49	Fe I	15	0,96	2,13	2,06	2,20	2,20	
4957,60	Fe I	318	2,81	4,08	2,34	1,98	2,08	2,18
4920,51	Fe I	318	2,83	3,99	1,97	2,12	2,08	2,20
4919,00	Fe I	318	2,86	3,71	1,91	1,82	1,84	2,03
4903,3	Fe I	318	2,87	3,09	1,80	1,83	1,59	1,77
4899,91	Ti I	868	1,87	4,11	1,57	1,98	1,40	2,00
4896,44	Fe I	984	3,87	2,63	1,12	1,42	1,00	1,45
4891,50	Fe I	318	2,85	3,86	2,19	1,95	2,00	1,30
4887,01	Cr I	143	3,07	4,09	1,69	1,88	1,36	1,83
4881,55	V I	3	0,07	2,56	1,61	2,05	1,56	2,05
4878,22	Fe I	318	2,88	3,15	1,90	2,03	1,84	1,88
4875,46	V I	3	0,04	2,45	1,68	1,98	1,54	1,99
4872,14	Fe I	318	2,88	3,64	1,96	2,03	1,94	1,96
4871,32	Fe I	318	2,86	3,80	2,09	2,12	2,01	1,97
4868,26	Ti I	231	2,23	4,17	1,48	1,62	1,26	1,41
4859,75	Fe I	318	2,87	3,36	2,02	2,05	1,80	1,85
4855,68	Fe I	687	3,35	2,66	1,85	1,70	1,48	1,83
4851,48	V I	3	0,00	2,14	1,43	1,69	1,45	1,83
4840,87	Ti I	53	0,90	3,21	1,64	1,77	1,44	1,86
4836,86	Cr I	144	3,09	3,15	1,39	1,75	1,30	1,76
4832,43	V I	3	0,00	1,70	1,37	1,85	1,45	2,05
4831,64	V I	3	0,02	1,81	1,50	1,67	1,35	1,76
4829,38	Cr I	31	2,53	3,47	1,57	1,84	1,45	1,79
4827,46	V I	3	0,04	1,79	1,30	1,62	1,35	1,94
4823,52	Mn I	16	2,31	3,83	1,73	1,78	1,80	2,09
4809,00	La II	37	0,23	1,48	1,33	1,70	1,47	1,98
4805,41	Ti I	260	2,33	4,03	1,42	1,69	1,27	1,56

Таблица 2 продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\varepsilon, \text{эв}$	$\lg f \lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^4$			
					70 Oph	ε Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
4798,74	Fe I	38	1,60	0,71	1,33	1,74	1,45	1,79
4794,36	Fe I	115	2,40	0,73	0,90	1,23	0,91	1,66
4791,50	Sc I	5	0,02	1,53	1,27	1,67	1,45	1,66
4779,98	Co I	153	3,27	4,08	1,22	1,49	1,40	1,48
4778,26	Ti I	232	2,23	3,70	0,92	1,47	1,00	1,40
4768,39	Fe I	384	2,93	2,11	1,52	1,69	1,57	1,86
4764,29	Cr I	231	3,54	4,06	1,42	1,58	1,35	1,55
4761,53	M I	21	2,94	3,71	1,36	1,60	1,24	1,73
4751,57	V I	94	1,22	3,08	1,37	1,70	1,26	1,50
4750,99	V I	113	2,05	3,35	1,02	1,10	0,90	1,20
4749,25	Co I	156	3,04	3,87	1,40	1,68	1,35	1,72
4745,31	Cr I	61	2,70	2,91	1,28	1,33	1,40	1,55
4739,11	Mn I	21	2,93	3,55	1,28	1,55	1,21	1,53
4727,15	Cr I	99	2,99	3,59	1,56	1,66	1,45	1,60
4714,11	V I	119	2,11	3,53	1,14	1,34	1,02	1,25
4710,57	V I	119	2,12	3,66	1,24	1,39	1,14	1,38
4709,72	Mn I	21	2,88	3,62	1,39	1,74	1,59	1,85
4707,28	Fe I	554	3,23	3,44	1,80	1,89	1,83	1,89
4702,96	Mg I	11	4,33	5,82	1,85	1,95	1,95	1,96
4700,61	Cr I	62	2,70	3,18	1,38	1,51	1,43	1,65
4695,15	Cr I	199	2,97	3,28	1,21	1,52	1,13	1,52
4691,34	Ti I	75	1,06	2,99	1,52	1,89	1,62	1,92
4681,91	Ti I	6	0,05	2,68	1,71	2,01	1,75	2,11
4680,30	Fe I	39	1,60	0,60	1,43	1,89	1,69	2,01
4675,12	Ni I	115	3,59	2,79	0,91	1,25	1,07	1,22
4673,17	Fe I	820	3,64	3,12	1,46	1,77	1,27	1,71
4670,43	V I	39	1,03	2,93	1,21	1,62	1,23	1,50
4667,53	Ti I	6	0,02	2,60	1,82	2,05	2,02	1,92
4595,59	Cr I	286	4,17	4,52	1,24	1,75	1,15	1,43
4591,39	Cr I	21	0,96	2,43	1,65	2,02	1,83	2,08
4535,87	Ca I	23	2,51	2,81	1,60	1,66	1,55	1,60
4530,39	V I	4	0,02	2,52	1,50	1,84	1,50	1,94
4578,56	Ca I	23	2,51	2,84	1,43	1,72	1,66	1,56
4577,17	V I	4	0,00	2,40	1,83	2,03	1,74	2,10
4571,10	Mg I	1	0,00	-0,60	1,31	1,65	1,60	2,00
4569,64	Cr I	173	3,11	4,05	1,48	1,66	1,27	1,66
4565,51	Cr I	21	0,98	2,03	1,59	1,97	1,85	2,10
4543,76	Ti I	42	0,82	3,43	1,57	1,81	1,75	2,00
4534,78	Ti I	42	0,83	4,06	1,84	1,98	1,95	2,15
4533,24	Ti I	42	0,84	4,29	1,92	1,97	1,88	2,23
4517,09	Co I	150	3,11	3,53	1,28	1,53	1,25	1,40
4492,31	Cr I	197	3,36	4,04	1,57	1,70	1,36	1,51
4490,08	Mn I	22	2,94	3,74	1,65	1,96	1,46	1,78
4464,68	Mn I	22	2,91	3,93	1,72	1,80	1,55	1,95
4462,02	Mn I	28	3,06	4,33	1,71	1,99	1,60	2,00
4455,89	Ca I	4	1,89	3,11	1,69	2,08	2,07	2,19
4454,78	Ca I	4	1,89	4,00	2,00	2,22	2,53	2,42
4453,31	Ti I	113	1,42	4,04	1,75	1,98	1,75	1,90
4434,96	Ca I	4	1,88	3,66	1,79	2,07	2,15	2,36
4421,57	V I	22	0,27	2,81	1,45	2,09	1,60	2,26

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\varepsilon, \text{эв}$	$\lg gf \lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$			
					70 Oph	ε Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
4415,12	Fe I	41	1,60	3,51	2,34	2,09	2,45	2,50
4412,25	Cr I	22	1,03	1,53	1,45	2,00	1,71	2,02
4404,75	Fe I	41	1,55	3,89	2,33	2,43	2,68	2,50
4398,31	Ti II	61	1,22	1,55	1,03	1,28	0,90	1,11
4351,05	Cr I	22	0,98	2,57	1,81	2,20	1,98	2,32
4344,51	Cr I	22	1,00	3,31	2,04	2,08	2,15	2,25
4332,82	V I	5	0,02	2,43	1,66	1,76	1,60	2,02
4325,76	Fe I	42	1,60	4,00	2,37	2,51	2,82	2,74
4320,74	Sc II	15	0,60	3,31	1,89	2,06		
4318,65	Ca I	5	1,89	3,49	1,79	1,82	2,00	2,06
4302,52	Ca I	5	1,89	3,93	2,13	2,10	2,53	2,30
4289,72	Cr I	1	0,00	3,05	2,40	2,24	2,79	2,51
4274,80	Cr I	1	0,00	3,24	2,35	2,22	2,94	2,53
4271,76	Fe I	42	1,43	3,83	2,57	2,37	2,60	2,75
4267,83	Fe I	432	3,10	3,29	1,96	1,82	1,66	2,06
4260,43	Fe I	152	2,39	4,26	2,39	2,29	2,54	2,41
4254,35	Cr I	1	0,00	3,36	2,42	2,20	2,85	2,54
4250,79	Fe I	42	1,55	3,35	2,36	2,25	2,56	2,44
4246,09	Fe I	906	3,63	3,21	1,25	1,63	1,34	1,60
4245,26	Fe I	352	2,85	3,19	1,68	1,86	1,87	1,90
4235,94	Fe I	152	2,41	3,94	2,28	2,08	2,38	2,18
4233,61	Fe I	152	2,47	3,72	2,16	2,03	2,31	2,30
4226,73	Ca I	2	0,00	3,03	2,73	2,80	3,38	3,03
4222,22	Fe I	152	2,44	3,28	1,94	1,94	1,95	2,10
4219,36	Fe I	800	3,56	4,42	1,79	1,95	1,85	1,95
4215,52	Sr II	1	0,00	2,63	2,04	2,20	2,05	2,25
4211,35	Cr I	133	3,00	3,64	1,32	1,84	1,30	1,70
4210,35	Fe I	152	2,47	3,43	2,05	2,05	1,96	2,10
4208,35	Cr I	249	3,83	4,04	1,31	1,64	1,25	1,45
4202,03	Fe I	42	1,43	3,37	2,29	2,17	2,61	2,51
4198,31	Fe I	152	2,39	3,69	2,26	2,14	2,38	2,34
4193,66	Cr I	248	3,83	4,40	1,42	1,81	1,36	1,63
4191,44	Fe I	152	2,46	3,68	2,19	2,10	1,90	2,15
4187,80	Fe I	152	2,14	3,75	2,26	2,23	2,20	2,26
4187,04	Fe I	152	2,44	3,79	2,30	2,26	2,20	2,23
4181,76	Fe I	354	2,82	4,08	2,17	2,00	2,15	2,20
4176,57	Fe I	695	3,35	3,66	1,81	1,97	1,90	2,07
4172,75	Fe I	19	0,95	1,29	2,05	2,17	2,06	2,20
4167,27	Mg I	15	4,33	5,60	1,75	1,90	1,75	1,80
4163,64	Ti II	105	2,53	3,61	1,43	1,43		1,20
4157,79	Fe I	695	3,40	3,79	1,80	1,90	1,95	1,95
4154,50	Fe I	355	2,82	3,77	2,02	1,92	1,72	2,13
4147,67	Fe I	42	1,43	2,15	1,93	1,98	2,09	2,13
4146,07	Fe I	422	2,92	2,75	1,79	1,81	1,68	2,00
4143,87	Fe I	43	1,55	3,55	2,41	2,40	2,69	2,66
4132,06	Fe I	43	1,60	3,46	2,34	2,17	2,63	2,43
4128,07	V I	27	0,27	3,57	2,03	2,13	2,15	2,26
4123,57	V I	27	0,27	3,39	1,90	2,15	2,11	2,30
4118,77	Co I	28	1,04	3,51	2,11	2,12	2,17	2,34
4116,47	V I	27	0,27	3,33	1,59	1,91	1,95	2,13

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\varepsilon, \text{эв}$	$\lg gf \lambda$	$\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$			
					70 Oph	ε Peg	61 Cyg A	ξ Cyg
4111,78	V I	27	0,30	4,06	1,82	2,04	2,28	2,26
4109,80	V I	27	0,26	3,43	1,86	2,03	2,07	2,12
4102,93	Si I	2	1,90	0,72	1,97	2,35	1,90	2,13
4089,22	Fe I	422	2,94	2,46	1,37	1,88	1,46	1,59
4087,09	Fe I	694	3,32	2,94	1,28	1,63	1,26	1,70
4086,30	Co I	58	1,87	3,34	1,69	1,79	1,71	2,00
4083,63	Mn I	5	2,15	3,85	1,81	1,67	1,94	2,05
4082,40	Sc I	6	0,02	3,48	1,59	1,83	1,86	1,95
4079,24	Mn I	5	2,14	3,67	1,92	2,07	2,10	2,23
4077,72	Sr II	1	0,00	2,83	2,05	2,19	2,10	2,20
4071,74	Fe I	43	1,60	4,01	2,47	2,32	2,73	2,64
4067,98	Fe I	559	3,20	3,90	1,87	1,86	2,00	2,00
4063,60	Fe I	43	1,55	4,04	2,50	2,47	2,79	2,55
4058,93	Mn I	5	2,17	3,87	1,90	2,01	1,89	2,23
4045,82	Fe I	43	1,43	4,29	2,69	2,49	2,74	2,70
4041,36	Mn I	5	2,11	4,51	1,89	1,89	1,98	2,25
4035,73	Mn I	5	2,13	3,97	1,93	1,86	1,97	2,07
4034,49	Mn I	2	0,00	2,72	2,21	2,09	2,32	2,41
4033,07	Mn I	2	0,00	2,96	2,34	2,22	2,55	2,43
4030,76	Mn I	2	0,00	3,12	2,33	2,39	2,57	2,47
4028,33	Ti II	87	1,88	2,96	1,36	1,58		1,30
4026,17	Cr I	37	2,53	3,71	1,57	1,79	1,59	1,92
4020,40	Sc I	7	0,00	3,99	1,86	1,96		
4018,10	Mn I	5	2,11	3,95	1,89	1,88	1,81	1,96
4017,16	Fe I	257	3,03	3,43	1,99	1,81	1,88	1,99
4010,77	Fe I	219	2,60	1,88	1,48	1,75	1,50	1,74
4008,93	Ti I	12	0,02	2,82	1,66	1,80	1,90	1,99
4005,25	Fe I	43	1,55	3,53	2,36	2,26	2,47	2,36
3998,64	Ti I	12	0,05	3,76	1,95	2,04	2,10	2,15
3989,76	Ti I	12	0,02	3,61	1,97	2,10	2,28	2,24
3981,76	Ti I	12	0,00	3,51	1,80	2,04	2,03	2,00
3979,80	Cr I	67	2,70	3,44	1,50	1,79	1,42	1,80

$\lambda\lambda 6800-5300 \text{ Å}$ на пластинках Kodak 103a-F с дисперсией 33 Å/мм ; $\lambda\lambda 5000-4400 \text{ Å}$ и $\lambda\lambda 4500-3800 \text{ Å}$ на пластинках Kodak 103a-O с дисперсией 14 и 12 Å/мм соответственно. Для каждого спектрального интервала и каждой звезды было получено от двух до пяти спектрограмм. Всего было получено 45 спектрограмм. Они были записаны на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением в 50 раз. Отождествление линий на регистрограммах было проведено с учетом уже опубликованных данных [1—3], в основном при помощи таблиц Ш. Мур [4]. Эквивалентные ширины были получены в результате обычной обработки регистрограмм для 700 линий поглощения металлов. Линии, заподозренные как бленды, дополнительно рассматривались по кривым роста. Окончательно для дальнейшего исследования было оставлено 280 линий поглощения металлов, соответствующих 18 различным элементам. Данные о них приведены в табл. 2.

В первом столбце табл. 2 дана длина волны согласно [4], во втором — отождествление, в третьем — номер мультиплета, в четвертом — потенциал возбуждения нижнего уровня, в пятом — $\lg gf/\lambda$, в четырех последних столбцах приведены эквивалентные ширины в виде, удобном для

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$	$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$
7711,7	73	1,90	5160,8	167	1,79
7462,4	73	1,83	5132,7	35	3,29
7449,3	73	2,22	5127,9	167	1,83
7308,0	73	2,16	5074,1	205	0,95
6516,1	40	2,56	5036,9	36	3,43
6456,4	74	1,71	5018,4	42	0,90
6446,4	199	1,03	4993,4	36	2,79
6433,8	199	1,60	4954,0	168	1,85
6432,7	40	2,82	4923,9	42	1,59
6416,9	74	1,94	4893,8	36	3,48
6407,3	74	2,10	4731,4	43	2,26
6332,0	199	0,98	4670,2	25	2,81
6305,3	200	1,17	4666,8	37	2,64
6247,6	74	1,70	4664,8	17	4,10
6239,9	74	2,49	4663,7	44	3,14
6238,4	74	1,99	4657,0	43	3,06
6196,7	46	3,06	4648,2	38	3,39
6179,4	163	1,58	4635,3	186	0,95
6175,2	200	0,97	4631,9	219	0,88
6149,2	74	1,96	4629,3	37	1,78
6147,7	74	1,95	4628,8	219	0,60
6113,3	46	2,99	4626,8	170	2,55
6103,5	200	1,25	4625,9	186	1,56
6084,1	46	2,95	4620,5	38	2,63
6045,5	200	1,20	4601,3	43	3,03
5991,4	46	2,82	4598,5	219	0,72
5952,6	182	1,39	4595,7	38	3,67
5835,4	58	2,84	4583,8	38	1,25
5826,1	182	1,56	4582,8	37	2,44
5823,2	164	1,67	4580,1	26	3,12
5813,7	163	1,63	4576,3	38	2,22
5544,8	166	1,71	4555,9	37	1,79
5534,9	55	2,30	4549,5	38	1,53
5529,9	224	0,34	4541,5	38	2,29
5525,1	56	3,13	4526,6	171	1,88
5477,7	49	3,26	4522,6	38	1,51
5425,3	49	2,54	4520,2	37	1,87
5414,1	43	2,78	4515,3	37	1,91
5403,8	184	1,73	4503,3	38	1,76
5362,9	48	1,77	4507,2	213	0,93
5325,6	49	2,43	4493,6	222	0,50
5316,6	49	1,20	4491,4	37	2,09
5284,1	41	2,47	4439,2	37	2,36
5279,0	184	1,53	4474,2	171	1,92
5276,0	49	1,52	4472,9	37	2,76
5272,4	185	1,07	4455,8	140	2,05
5264,8	48	2,36	4449,7	222	0,79
5234,7	49	1,86	4446,2	187	2,15
5197,6	49	1,83	4439,1	32	3,59
5180,5	35	3,41	4431,6	222	0,71
5169,0	42	0,64	4416,8	27	2,09

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$	$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$
4413,6	32	3,29	3363,9	152	1,77
4385,4	27	2,02	3863,4	152	2,09
4369,4	28	3,00	3845,2	127	1,87
4366,1	216	1,15	3827,1	153	2,27
4354,3	213	0,73	3824,9	29	2,65
4351,8	27	1,60	3814,1	153	1,00
4319,7	220	0,82	3783,3	14	2,86
4318,2	220	1,28	3781,5	130	2,58
4314,3	32	2,81	3762,9	192	1,34
4303,2	27	2,00	3746,6	14	3,37
4296,6	28	2,32	3614,9	112	1,50
4278,1	32	3,29	3588,0	10	3,03
4273,3	27	2,27	3564,5	113	1,45
4258,2	28	2,72	3532,6	132	1,73
4233,2	27	1,40	3508,2	4	3,04
4227,1	45	3,60	3507,4	16	2,27
4211,8	21	4,44	3503,5	4	3,08
4178,9	28	2,00	3493,5	114	0,65
4177,7	21	3,08	3488,0	4	2,83
4173,4	27	2,02	3479,9	4	3,32
4168,7	22	3,63	3478,6	16	3,06
4106,6	39	3,51	3468,7	114	0,93
4153,0	45	3,72	3456,9	76	1,48
4138,4	39	3,42	3448,4	90	2,22
4128,7	27	3,14	3436,1	91	1,46
4124,8	22	3,53	3425,6	5	2,79
4122,6	28	2,81	3416,0	16	2,33
4119,5	21	3,78	3414,1	91	2,02
4111,9	188	2,08	3398,4	105	1,68
4070,0	22	3,95	3386,4	88	2,11
4069,9	188	1,69	3381,4	5	3,04
4061,8	189	1,62	3325,0	93	1,87
4057,4	212	0,69	3312,7	1	3,59
4043,8	172	1,58	3304,4	93	1,78
4046,8	126	2,85	3303,5	1	2,75
4044,0	172	1,92	3302,9	1	3,08
4035,5	22	3,49	3297,9	91	1,31
4032,9	126	1,84	3296,8	92	1,87
4031,5	151	2,51	3287,5	118	0,91
4024,5	127	1,70	3285,4	1	3,03
4007,7	189	1,10	3285,0	93	1,95
4002,5	190	1,47	3281,3	1	2,18
4002,1	29	3,17	3277,4	1	1,91
3975,0	191	1,83	3264,8	1	3,12
3974,2	29	2,94	3257,4	94	1,81
3960,9	212	0,98	3255,9	1	1,97
3939,0	190	1,39	3252,4	78	1,93
3938,3	3	3,40	3243,7	119	0,71
3935,9	173	0,96	3234,4	81	1,24
3914,5	3	3,08	3232,8	119	0,75
3864,0	127	2,12	3227,7	6	0,95

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$	$\lambda, \text{Å}$	n	$-\lg gf$
3210,4	6	0,96	3167,8	66	0,11
3193,8	6	1,36	3166,7	6	2,11
3192,9	6	1,69	3146,8	67	1,68
3187,3	120	0,39	3114,7	82	1,15
3175,1	157	1,56	3076,5	181	0,50
3170,3	6	2,37			

построения кривых роста, $\lg W_{\lambda}/\lambda \cdot 10^6$. Полученные эквивалентные ширины использовались для определения химического состава и физических условий атмосфер звезд методом кривых роста.

2. Выбор сил осцилляторов для большого числа линий поглощения не менее важен, чем определение эквивалентных ширин. Мы старались использовать лабораторные значения сил осцилляторов и те значения, в которые внесена уже поправка за разницу температур для линий поглощения с большими и малыми потенциалами возбуждения при помощи «функции нормализации». После детального рассмотрения опубликованных данных мы выбрали значения сил осцилляторов для линий исследуемых элементов из следующих источников:

Fe I [5]; Sc II, Ti II, V II, Cr II [6]; Li I, Na I, Ca I, Sc I, Ti I, V I, Cr I, Mn I, Co I, Sr I, Ba I, Y II, La II, Eu II [7]; Mg I [8]; Si I [1]; Ni I [9].

Для линий ионизованного железа, особенно в длинноволновой части спектра при $\lambda > 5000 \text{ Å}$, нет достаточного числа лабораторных определений сил осцилляторов. Поэтому мы собрали дополнительный список сил осцилляторов для линий ионизованного железа, учитывая лабораторные определения [10, 11], звездные [12, 8] и определения сил осцилляторов, рассчитанные по моделям звездных атмосфер [13].

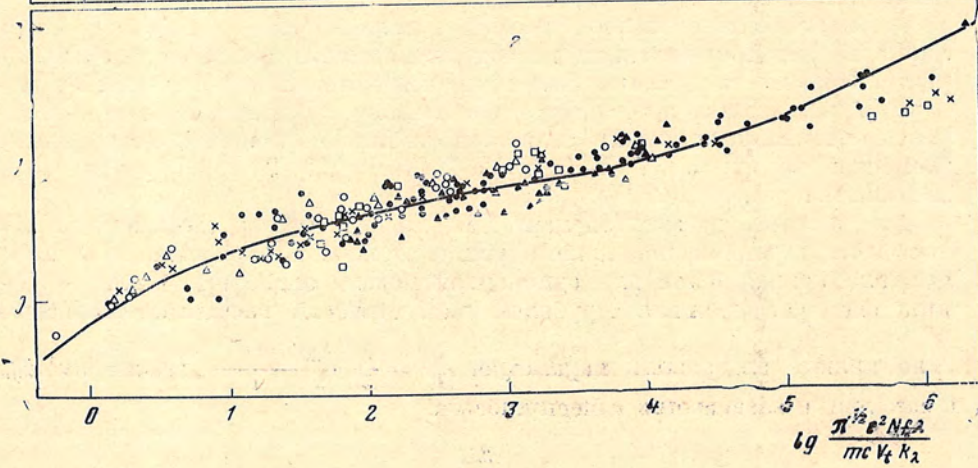
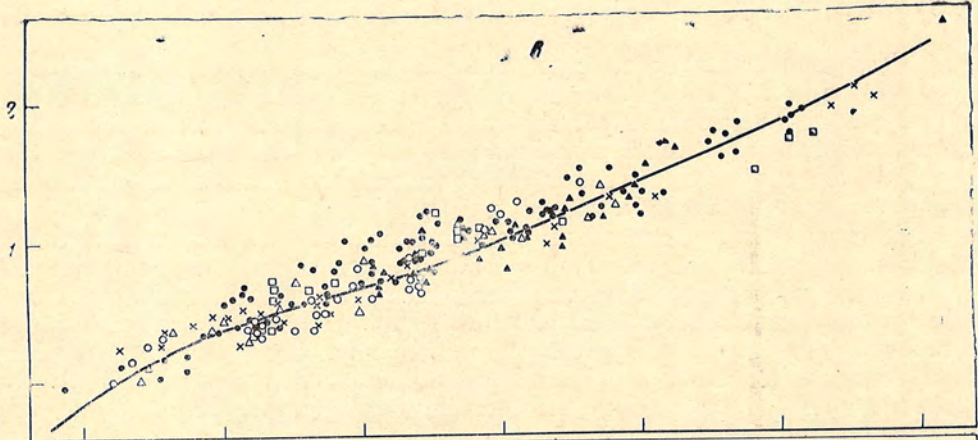
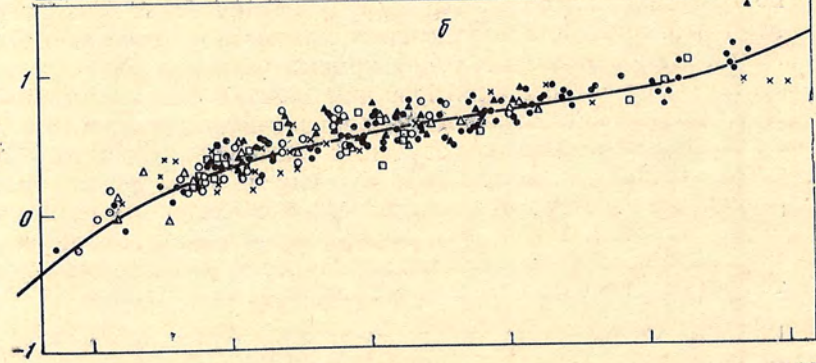
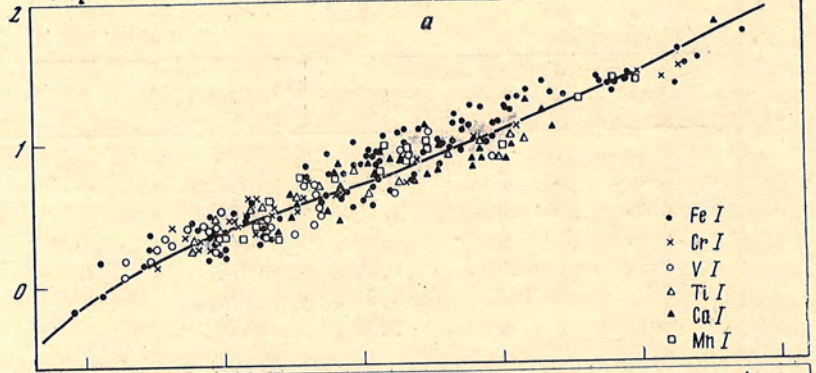
Детально были рассмотрены зависимости разностей сил осцилляторов, взятых по разным источникам, от потенциала возбуждения нижнего уровня соответствующих линий, от интенсивности этих линий и длины волны. В тех случаях, когда оказывалось, что разности зависят от указанных параметров, вносились соответствующие поправки. Затем все рассматриваемые списки сил осцилляторов для линий ионизованного железа были сведены в систему Варнера [10] и [6]. Полученные таким образом значения f для линий Fe II приведены в табл. 3.

3. Эквивалентные ширины и силы осцилляторов для большого числа линий поглощения металлов позволили построить эмпирические кривые роста. При их построении был применен метод, предполагающий предварительное задание температуры возбуждения. В спектрах К-звезд наиболее чистыми и сильными оказались линии поглощения нейтральных элементов, таких, как Fe I, Cr I, Ca I, Mn I, V I, Ti I, Sc I, Ni I, Co I, Si I, Na I, Mg I.

Для каждого из этих элементов и для всех исследуемых звезд были построены эмпирические кривые роста. В качестве теоретической была выбрана кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эдингтона, рассчитанная Врубелем [14]. Врубель рассчитал теоретические кривые для разных параметров $\frac{B_0}{B_1} = \frac{8}{3} \frac{k_{\lambda}}{k} \frac{1 - e^{-u}}{u}$, где $u = h\nu/kT_0$,

а остальные обозначения общепринятые.

$$\lg \frac{W_{\lambda} c}{\lambda v_{\lambda}}$$



Из предварительных оценок электронной плотности и эффективной температуры для атмосфер K0 — K5 звезд были вычислены параметры B_0/B_1 для разных областей спектра. Вычисления показали, что для интервала спектра $\lambda\lambda 6800 - 5300 \text{ \AA}$ необходимо использовать теоретическую кривую роста с параметром $B_0/B_1 = 2/3$, а для интервала спектра $\lambda\lambda 4700 - 4000 \text{ \AA}$ — с параметром $B_0/B_1 = 1/3$. Однако теоретические кривые для этих двух значений параметра $B_0/B_1 = 1/3$ и $2/3$ подобны по форме и только сдвинуты по оси абсцисс $\left(\lg \eta = \lg \frac{\pi^{1/2} e^2 f \lambda N}{m_e v_i k_\lambda} \right)$ на величину 0,10—0,15.

Поэтому в дальнейшей работе мы использовали для всей области спектра только одну теоретическую кривую, соответствующую значению параметра $B_0/B_1 = 2/3$. В величины $\lg \eta$, определяемые по линиям синей части спектра, были введены соответствующие поправки. Кривые роста для элементов Fe I, V I, Cr I, Ti I, Ca I, Mn I, Sc I наиболее уверенные. Они были объединены в общую кривую роста для каждой звезды. Эти кривые роста приведены на фиг. 1. Сплошная линия на каждом рисунке соответствует положению теоретической кривой, наилучшим образом удовлетворяющей наблюдениям.

4. Из сравнения эмпирических и теоретических кривых роста были найдены величины турбулентных скоростей v_t и постоянные затухания Γ/ν . Наиболее уверенные турбулентные скорости были определены по кривым роста, построенным для элементов Fe I, Mn I, Cr I, V I, Ti I, Ca I. Для них кривые роста строились по большому числу линий: от 20 до 90. Кривые роста, построенные для других атомов нейтральных элементов, таких, как Na I, Ni I, Mg I, Co I, Si I, Sc I, представлены небольшим числом линий поглощения, определение турбулентной скорости по ним недостаточно уверенно. Однако все кривые хорошо вписываются в среднюю кривую роста $\approx$ турбулентные скорости для этих элементов были определены по средней кривой роста. Результаты определений турбулентных скоростей и постоянных затухания приведены в табл. 4.

Таблица 4

Звезда	Элемент						$\bar{v}_t$	$\Gamma/\nu \cdot 10^{-6}$
	Fe I	Mn I	Cr I	V I	Ti I	Ca I		
70 Oph	3,2	3,2	2,4	1,8	2,4	2,9	2,6	1,40
ε Peg	6,8	5,2	6,0	4,8	4,8	5,8	5,6	0,07
61 Cyg A	2,6	4,8	2,4	1,2	1,7	3,0	2,6	1,40
ξ Cyg	6,3	7,6	5,0	4,2	5,5	5,6	5,7	0,19

Из рассмотрения этой таблицы следует, что величины турбулентных скоростей для звезд с большей светимостью больше, чем для звезд с меньшей светимостью. Другими словами, в менее плотных атмосферах звезд сверхгигантов К условия для возникновения турбулентных движений более благоприятны, чем в более плотных атмосферах звезд карликов К. Полученные значения турбулентных скоростей для атмосфер исследуемых звезд согласуются с подобными определениями для других К-звезд [2, 15].

5. Предварительные значения температуры возбуждения T_v , необходимые для построения кривых роста, были выбраны как средние значения, полученные для звезд подобного спектрального класса, из ранее опубли-

Фиг. 1. Кривая роста для 70 Oph K0 V (а), ε Peg K2 Ib (б), 61 Cyg A K5 V (в), ξ Cyg K5 Ib (г)

Таблица 5

Звезда	Θ'_B	Θ_B						$\bar{\Theta}_B$
		Fe I	Cr I	V I	Ti I	Ca I	Mn I	
70 Oph	1,10	1,14	1,02	1,14	1,02	1,03	1,09	1,07
ε Peg	1,35	1,45	1,28	1,43	1,22	1,46	1,30	1,36
61 Cyg A	1,50	1,41	1,33	1,43	1,50	1,36	1,33	1,39
ξ Cyg	1,63	1,69	1,65	1,73	1,44	1,63	1,28	1,57

кованных работ [2, 15]. Эти данные представлены в табл. 5 во втором столбце в виде $\Theta'_B = 5040/T'_B$. Затем после построения эмпирических кривых роста и сопоставления их с теоретическими кривыми по числу атомов, находящихся на различных уровнях, были определены температуры возбуждения для всех исследуемых звезд. Определение величины Θ_B производилось графически обычным методом [16]. Определения температуры возбуждения были сделаны по линиям поглощения нейтральных атомов Fe, Cr, V, Ti, Ca, Mn. Все эти данные представлены в табл. 5 в столбцах 3—8. Из рассмотрения этой таблицы видно, что температуры, полученные для разных нейтральных атомов, различны. Однако, прежде чем говорить о реальности этих различий, необходимо помнить о всех ошибках сопутствующих данному определению; они рассмотрены подробно в [17]. В девятом столбце табл. 5 приведены средние значения $\bar{\Theta}_B$, они удобны для дальнейших исследований, так как характеризуют среднее распределение атомов в атмосферах по возбужденным состояниям. На примере полученных звезд можно сказать, что температуры возбуждения для K0-звезд гигантов и карликов различаются на 1000°C , а для K5-звезд это различие равно 400°C .

6. Для оценки электронного давления необходимо знать число атомов, находящихся в двух соседних стадиях ионизации. В атмосферах K-звезд почти все атомы находятся в нейтральном состоянии, а линии однажды ионизованных элементов в спектрах очень слабы. Однако, тщательно рассмотрев их, мы смогли выбрать несколько свободных от бленд линий ионизованных Fe, Sc, Ti, Sr. Температуру ионизации, необходимую для определения электронного давления по формуле Саха, мы нашли из соотношения $T_B/T_{II} = 0,94$, которое в среднем можно было установить по опубликованным данным для звезд близких спектральных классов [2, 3].

Данные о температурах ионизации, полученных таким образом, представлены в табл. 6 в третьем столбце.

Таблица 6

Звезда	Sp	Θ_{II}	$\lg p_e$				$\overline{\lg p_e}$	$\lg p_e'$	$\lg K$
			Sc	Ti	Fe	Cr			
70 Oph	K0 V	1,01	+1,37	+1,38	+0,71	—	+1,15	+1,30	—24,04
ε Peg	K2 Ib	1,28	—1,08	—0,61	—1,59	—0,81	—1,02	—0,80	—25,78
61 Cyg A	K5 V	1,31	+0,33	—	—	+0,28	+0,30	+0,40	—24,59
ξ Cyg	K5 Ib	1,48	—1,26	—1,49	—3,01	—1,96	—1,93	—2,20	—26,28

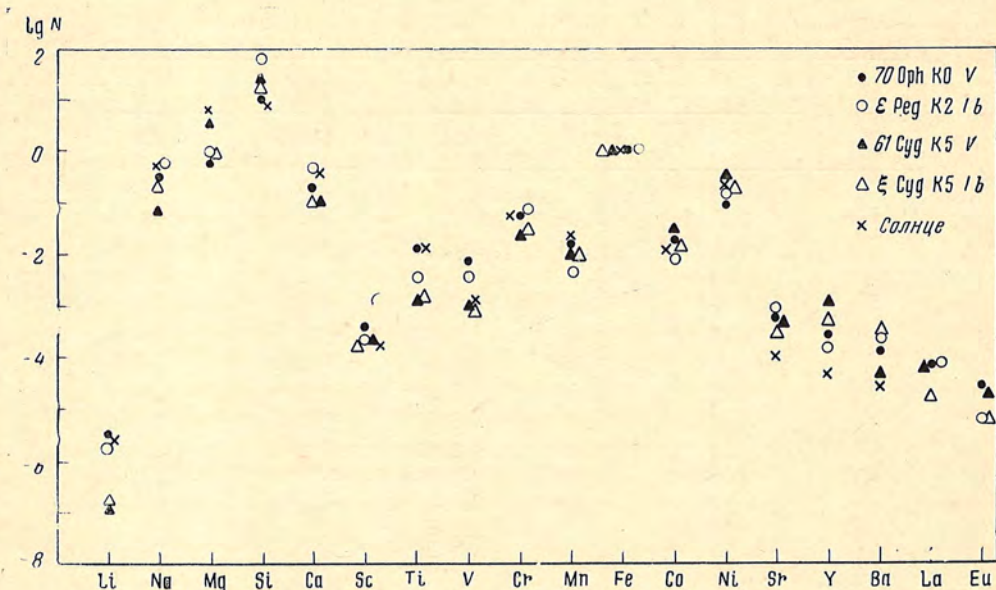
Температуры ионизации и числа атомов в нейтральном и однажды ионизованном состояниях позволили определить электронные давления для

Элемент	— lg N				
	70 Oph	ϵ Peg	61 Cyg A	ξ Cyg	Солнце
Li	+5,56	+5,76	+6,91	+6,71	+5,61
Na	+0,47	+0,26	+1,14	+0,58	+0,27
Mg	+0,25	+0,01	—0,57	+0,10	—0,83
Si	—1,00	—1,78	—1,32	—1,28	—0,93
Ca	+0,72	+0,36	+1,05	+1,05	+0,42
Sc	+3,39	+3,65	+3,68	+3,82	+3,75
Ti	+1,92	+2,41	+2,91	+2,84	+1,89
V	+2,10	+2,42	+3,00	+3,09	+2,87
Cr	+1,21	+1,11	+1,66	+1,58	+1,21
Mn	+1,84	+2,34	+2,05	+2,09	+1,67
Fe	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
Co	+1,73	+2,10	+1,53	+1,91	+1,93
Ni	+1,03	+0,86	+0,56	+0,79	+0,66
Sr	+3,19	+3,02	+3,34	+3,52	+3,97
Y	+3,55	+3,80	+2,97	+3,39	+4,32
Ba	+3,83	+3,60	+4,35	+3,47	+4,47
La	+4,10	+4,05	+4,18	+4,81	
Eu	+4,51	+5,14	+4,70	+5,22	

К-звезд по линиям поглощения Sc, Ti, Cr, Fe. Данные этих определений даны в табл. 6 в столбцах 4—7. В восьмом столбце записаны средние значения наших определений, в девятом — средние логарифмы значений электронных давлений, $\lg p_e$, полученные по опубликованным данным для звезд спектральных классов K0 и K5 [2, 3, 18, 19].

7. Получив средние значения электронных давлений для исследуемых звезд, мы определили коэффициенты непрерывного поглощения для их атмосфер, воспользовавшись расчетами Боде [20]. Коэффициенты непрерывного поглощения, рассчитанные на одну тяжелую частицу, приведены в табл. 6 столбце 10.

8. Полученные параметры атмосфер К-звезд, турбулентные скорости, температуры возбуждения, электронные давления, коэффициенты непрерывного поглощения позволили нам подсчитать относительное содержание некоторых элементов. В атмосферах звезд, рассматриваемых нами, большинство атомов находится в нейтральном состоянии и лишь небольшая часть — в однажды ионизованном. Остальные степени ионизации практически отсутствуют. Было вычислено обилие следующих элементов: Li, Na, Mg, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Sr, Y, Ba, La, Eu. Результаты представлены в табл. 7, в которой приведены для каждой звезды и каждого элемента логарифмы полного числа атомов. В шестом столбце табл. 7 приведены логарифмы полных чисел атомов для атмосферы Солнца [21]. Найденное содержание металлов для всех звезд, а также для Солнца представлено на фиг. 2, где по оси ординат проставлены логарифмы полных чисел атомов каждого элемента, а по оси абсцисс — название элементов. Из рассмотрения этого графика видно, что содержание металлов для звезд в большинстве случаев неплохо согласуется с содержанием для Солнца. В содержании металлов для изученных звезд значительных различий не наблюдается, кроме Li, Sr, Y, Ba. По полученным нами данным лития в атмосферах 61 Cyg A и ξ Cyg в 30 раз меньше, чем в атмосферах



Фиг. 2. Сравнение относительного химического содержания для звезд и Солнца

70 Oph и ϵ Peg. Тяжелых элементов, Sr, Y, Ba в атмосферах исследуемых звезд оказалось в три раза больше, чем в атмосфере Солнца.

В заключение приносим благодарность Г. Н. Шарановой за помощь в вычислениях и подготовке графиков к печати.

18 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Jamashita. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1967, 12, 17.
2. W. K. Bonsack. Astrophys. J., 1959, 130, N 3, 843.
3. D. Koelbloed. Publ. Astron. Inst. Amsterdam, 1953, N 10.
4. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20.
5. B. Warner, C. H. Corliss. Astrophys. J. Suppl., 1964, 8, 395.
6. B. Warner. Memoirs Roy. Astron. Soc., 1967, 70, 5.
7. C. H. Corliss, W. R. Bozman. Monogr., 1964, 53.
8. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, 234.
9. C. H. Corliss. J. Res. Nat. Bureau Stand., 1965, 69, A, N 2, 87.
10. B. Warner. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1966, 133, 389.
11. O. Roder. Z. Astrophys., 1962, 55, 38.
12. H. J. Groth. Z. Astrophys., 1961, 51, 321.
13. B. Baschek, W. H. Kegel, J. Traving. Z. Astrophys., 1963, 56, 282.
14. M. Wrubel. Astrophys. J., 1949, 109, 66.
15. W. K. Bonsack, R. B. Culver. Astrophys. J., 1966, 145, 3, 767.
16. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 115.
17. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 94.
18. R. B. Culver. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, 79, 466, 33.
19. R. P. Kraft. Ann. d'Astrophys., 1959, 22, N 2, 164.
20. G. Bode. Inst. Phys. and Stern. der Univ. Kiel, 1965.
21. L. Goldberg, E. A. Muller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl, 1960, 5, N 45, 1.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Ceti

Ю. С. Ефимов

Рассмотрена проблема измерения поляризации излучения вспыхивающих звезд в ходе вспышки. Предполагается, что наблюдения проводятся с помощью одноканального фотоэлектрического поляриметра с использованием метода непрерывно вращающегося анализатора и электронной системы счета импульсов. Показано, что поляризационные измерения не будут искажены влиянием изменения блеска звезды во время наблюдения, если частота вращения анализатора f выше, чем $f_{\min} = 0,2 |\bar{v}_m/\Delta p|$, где $\bar{v}_m$ — средняя скорость изменения блеска звезды за время наблюдения, Δp — допустимая ошибка измерения поляризации. Оценено влияние статистических флуктуаций сигнала на точность наблюдений. Найдена зависимость точности фотоэлектрических измерений поляризации от условий наблюдения. Рассмотрены некоторые следствия. Эта зависимость применена для оценки возможности поляризационных измерений звезд типа UV Ceti на восходящей части вспышки. На примере AD Leo показано, что с помощью 2,6-метрового телескопа и при времени наблюдения 10–20 сек. степень поляризации излучения звезды во время подъема блеска может быть измерена с ошибкой порядка $\pm 0,2\%$, а позиционный угол плоскости поляризации — с ошибкой около $\pm 6^\circ$. Сделан вывод, что при некоторых требованиях к аппаратуре возможны поляризационные наблюдения некоторых вспыхивающих звезд во время вспышки.

ON THE POLARIMETRIC MEASUREMENTS OF UV CETI-TYPE STAR FLASH RADIATION by Y. S. Efimov. — The problem of the polarimetric measurements of flash star radiation during the flare is considered. The observations are suggested to be carried out with a one-channel photoelectric polarimeter. The method of the continuously rotating analyzer and digital pulse-counting system are used. It is shown that polarization measurements will not be distorted by the influence of light variation during the observation if the frequency of the analyzer rotation f is higher than $f_{\min} = 0,20 \bar{v}_m/\Delta p$, where $\bar{v}_m$ — mean rate of the magnitude of star change during the observation, Δp — acceptable error of polarization measurement in the case. The influence of the statistical fluctuation of the signal on the accuracy of observation is estimated. The dependence of the accuracy of photoelectric polarization measurements on the observational conditions is found. Using AD Leo as an example it is shown that an accidental error in the percentage polarization is of the order of $\pm 0,2\%$ and of about $\pm 6^\circ$ in the polarization position angle if the observations are made with the 2,6 m telescope for 10 or 20 seconds. The conclusion is made that the polarimetric observations of some flash stars during the flare are possible under certain conditions.

В последнее время большое внимание уделяется комплексному изучению вспышек звезд типа UV Ceti. В связи с этим возникла задача измерения поляризации их излучения во время вспышек. Специфика наблюдений состоит в том, что они связаны с измерениями слабого излучения переменной интенсивности. Такие наблюдения были начаты В. Осканяном [1] и продолжены А. Кубичела и И. Арсениевич [2]. Они нашли, что состояние поляризации излучения некоторых звезд этого типа до и после вспышки различно. Но ввиду недостаточного статистического материала данный вывод нуждается в подтверждении. Следующим шагом в этом направлении должно быть, по-видимому, изучение поляризации излучения звезд в ходе

вспышки. Наибольший интерес представляло бы изучение поляризации света во время подъема блеска. Очевидно, что время наблюдения при этом должно удовлетворять двум требованиям.

С одной стороны, оно должно быть достаточно малым, чтобы уменьшить влияние изменения блеска звезды на точность измерения поляризации ее излучения.

С другой стороны, оно должно быть достаточно большим, чтобы усреднить статистические флуктуации сигнала, основной вклад в которые вносят атмосферные мерцания и дробовой эффект фотокатода.

Эти два требования противоречивы. Поэтому при организации таких наблюдений полезно иметь представление о точности, которая может быть достигнута при работе с выбранной методикой и аппаратурой. Это можно сделать, зная зависимость точности наблюдений от условий, в которых они производятся.

Нами сделана попытка получить такую зависимость для одного из методов измерения поляризации и применить ее к оценке возможности поляриметрических наблюдений звезд типа UV Ceti на восходящей ветви вспышки.

Методика измерений

При выборе метода измерения поляризации излучения звезды в ходе вспышки надо учитывать, что вспышка развивается очень быстро (часто в пределах 1—2 мин.). Поэтому для решения данной задачи, по-видимому, наиболее подходит метод измерения, основанный на модуляции поляризованной части светового потока с помощью непрерывно вращающегося анализатора.

Предположим, что для измерений используется одноканальный поляриметр. Пусть приемником излучения служит фотоумножитель (ФЭУ), выход которого связан с интегрирующей системой. Интегрирование сигнала может производиться как в виде накопления электрического заряда на интегрирующих RC -ячейках, так и методом счета импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении фотоумножителя. Н. А. Димов показал [3], что оба метода дают практически одинаковые результаты в широком диапазоне яркостей, определяемом максимальной скоростью счета импульсов (в современных счетчиках она доходит до 10^7 имп/сек). В последнее время схемы счета успешно применяются в поляриметрах [4]. Кроме того, использование метода счета облегчает анализ результатов измерений. Поэтому в дальнейшем принимается, что для регистрации сигнала используется метод счета импульсов, а счетчики импульсов являются идеальными (т.е. считаются все импульсы, пришедшие на вход пересчетного устройства).

Пусть излучение звезды в некотором интервале длин волн является плоскополяризованным и его поляризация определяется безразмерными параметрами Стокса

$$u(t) = p(t) \sin 2\varphi(t), \quad (1)$$

$$q(t) = p(t) \cos 2\varphi(t),$$

где $p(t)$ — степень поляризации, $\varphi(t)$ — позиционный угол плоскости поляризации в некоторой (обычно экваториальной) системе координат, а t — время. Будем считать, что наблюдаемая поляризация освобождена от влияния инструментальной поляризации и поляризации фона неба.

Обозначим: $n_*(t)\Delta t$ — количество квантов от звезды, прошедшее через фокальную плоскость телескопа в интервале времени от t до $t + \Delta t$; $n_\phi(t)\Delta t$ — аналогичное количество квантов фона неба, прошедшее через диафрагму прибора; $n_{т.т.}(t)\Delta t$ — количество импульсов темнового тока фотумножителя, сосчитанное за тот же промежуток времени; $\varepsilon(t)$ — кван-

товый выход приемника излучения в выбранной спектральной области; ω — угловая частота вращения анализатора.

Предположим, что кривая блеска переменной звезды известна. Разобьем ее на ряд участков, в каждом из которых можно считать, что блеск звезды изменяется линейно (т. е. внутри каждого участка $dn_*(t)/dt = n' = \text{const}$). В таком случае

$$n_*(t) = n_0 \left(1 + \frac{n'}{n_0} t \right), \quad (2)$$

где $n_0 = n_*(t=0)$, а t — время, отсчитываемое от момента начала изменения блеска звезды.

О характере изменения поляризации обычно заранее ничего не известно. Поэтому за неимением лучшего будем считать, что внутри выбранного интервала времени интегрирования изменений поляризации не происходит или ими можно пренебречь, т. е. положим $p(t) = \text{const}$ и $\varphi(t) = \text{const}$.

Пусть позиционный угол плоскости максимального пропускания анализатора отсчитывается в том же направлении и от той же оси, от которой ведется отсчет углов φ в выбранной системе координат. Тогда в интервале времени от t до $t + \Delta t$ будет сосчитано количество импульсов $N(t)\Delta t$, равное

$$N(t)\Delta t = \frac{1}{2} \varepsilon(t) n_0 \left(1 + \frac{n'}{n_0} t \right) [1 + q \cos 2\omega t + u \sin 2\omega t] \Delta t + \frac{1}{2} \varepsilon(t) n_\phi(t) \Delta t + n_{\text{т.т}}(t) \Delta t. \quad (3)$$

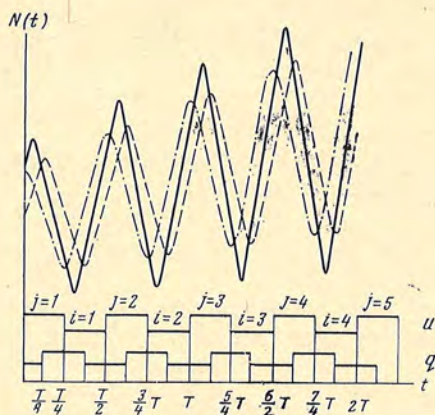
Зависимость (3) схематически показана на фиг. 1.

Если изменениями яркости фона неба в течение времени наблюдения можно пренебречь, а статистические свойства приемника излучения стационарны, то, проинтегрировав (3) по времени наблюдения в некотором интервале (t_1, t_2) участка кривой блеска, где $n' = \text{const}$, и считая, что момент начала интегрирования привязан к определенному позиционному углу плоскости максимального пропускания анализатора относительно нуля-пункта отсчета углов в инструментальной системе координат (например, к такому, при котором эта плоскость совпадает с нуль-пунктом отсчета углов φ), получим:

$$N = N_*(t_1, t_2) + N_\phi(t_1, t_2) + N_{\text{т.т.}}(t_1, t_2). \quad (4)$$

Здесь $N_*(t_1, t_2)$ — количество импульсов, зарегистрированное при измерении излучения звезды в интервале (t_1, t_2) , равное

$$N_*(t_1, t_2) = \frac{1}{2} \varepsilon n_0 (t_2 - t_1) \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} (t_1 + t_2) \right] + \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} \frac{q}{\pi} \times \\ \times \left\{ \left[\left(1 + \frac{n'}{n_0} t_2 \right) \sin \frac{4\pi}{T} t_2 + \frac{T}{4\pi} \frac{n'}{n_0} \cos \frac{4\pi}{T} t_2 \right] - \left[\left(1 + \frac{n'}{n_0} t_1 \right) \sin \frac{4\pi}{T} t_1 + \right. \right.$$



Фиг. 1. Схематический вид функции $N(t)$

Штриховая кривая — функция $N(t)$ при $q=0$, штрих-пунктирная — то же, при $u=0$, сплошная кривая — функция $N(t)$ при равных значениях параметров: $u=q$. В нижней части фигуры указано положение моментов переключения «четного» и «нечетного» каналов при определении параметров u и q

$$+ \frac{T}{4\pi} \frac{n'}{n_0} \cos \frac{4\pi}{T} t_1 \Big] \Big\} - \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} \frac{u}{\pi} \Big\{ \Big[\Big(1 + \frac{n'}{n_0} t_2 \Big) \cos \frac{4\pi}{T} t_2 - \frac{T}{4\pi} \frac{n'}{n_0} \sin \frac{4\pi}{T} t_2 \Big] - \Big[\Big(1 + \frac{n'}{n_0} t_1 \Big) \cos \frac{4\pi}{T} t_1 - \frac{T}{4\pi} \frac{n'}{n_0} \sin \frac{4\pi}{T} t_1 \Big] \Big\}; \quad (5)$$

$N_\Phi(t_1, t_2)$ — количество импульсов, соответствующее излучению фона неб, равное

$$N_\Phi(t_1, t_2) = \frac{1}{2} \varepsilon n_\Phi(t_2 - t_1); \quad (6)$$

$N_{т.т}(t_1, t_2)$ — количество импульсов темнового тока ФЭУ, зарегистрированное за время наблюдения и равное

$$N_{т.т}(t_1, t_2) = n_{т.т}(t_2 - t_1); \quad (7)$$

ε — среднее значение квантового выхода фотокатода ФЭУ; $n_{т.т}$ — среднее количество импульсов темнового тока ФЭУ в единицу времени.

Как видно из (5) — (7), ввиду переменности блеска звезды результат интегрирования зависит не только от длины интервала интегрирования, но и от моментов его начала и конца. Поэтому нужно так построить наблюдения, чтобы необходимая информация о параметрах Стокса могла быть получена наиболее экономным путем. Анализ (5) показывает, что это можно сделать, если применить специальную методику измерения. Основная ее идея состоит в том, чтобы разбить интервал интегрирования на ряд таких интервалов времени, в каждом из которых отдельно могут быть сосчитаны импульсы, несущие информацию только о параметре u или только о параметре q , и просуммировать соответствующие группы импульсов. Например, чтобы выделить импульсы, несущие информацию о параметре u , необходимы два идентичных счетчика, работающих попеременно. Один из счетчиков должен суммировать импульсы только в четных интервалах («четный» канал), а другой — только в нечетных («нечетный» канал). Можно показать, что минимальная длительность одного интервала (цикла) измерения одного из параметров Стокса равна $T/4$. Моменты начала t_1 и конца t_2 i -цикла в «четном» канале есть

$$t_{1i} = \frac{T}{4} (2i - 1), \quad t_{2i} = \frac{T}{2} i, \quad (8)$$

где $i = 1, 2, \dots, I$, а j -цикла в «нечетном» канале

$$t_{1j} = \frac{T}{2} (j - 1), \quad t_{2j} = \frac{T}{4} (2j - 1), \quad (9)$$

где $j = 1, 2, \dots, J$. Здесь I и J — количество циклов, участвующих в суммировании соответственно в «четном» и «нечетном» каналах.

Если интервал интегрирования разбит на k циклов, то очевидно, что

$$I + J = k, \quad (10)$$

а продолжительность полного времени наблюдения при измерении параметра u равна

$$t = k \frac{T}{4}. \quad (11)$$

Очевидно, что I и J могут быть равными или отличаться на единицу. Расположение циклов измерения параметра u относительно начального момента измерений t_0 показано на фиг. 1.

Из (5), (8) и (9) легко найти количество импульсов N_* , сосчитанное в i - и j -циклах измерения:

В «четном» канале

$$N_{*i} = \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} u \right) + \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} \frac{T}{4} \left[\left(1 - \frac{2}{\pi} u \right) (4i - 1) + \frac{4}{\pi^2} q \right] \right\}, \quad (12)$$

В «нечетном» канале

$$N_{*j} = \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} \left\{ \left(1 + \frac{2}{\pi} u \right) + \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} \frac{T}{4} \left[\left(1 + \frac{2}{\pi} u \right) (4j - 3) - \frac{4}{\pi^2} q \right] \right\}. \quad (13)$$

Проведя в каждом канале суммирование по всем циклам, получим:

В «четном» канале

$$N_*^e = \sum_{i=1}^I N_{*i} = \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} I \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} u \right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{n'}{n_0} \frac{T}{8} (2I + 1) \right] + \frac{2}{\pi^2} \frac{n'}{n_0} \frac{T}{4} q \right\}, \quad (14)$$

В «нечетном» канале

$$N_*^0 = \sum_{j=1}^J N_{*j} = \frac{1}{2} \varepsilon n_0 \frac{T}{4} J \left\{ \left(1 + \frac{2}{\pi} u \right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{n'}{n_0} \frac{T}{8} (2J - 1) \right] - \frac{2}{\pi^2} \frac{n'}{n_0} \frac{T}{4} q \right\}. \quad (15)$$

Предполагая, что для суммирования в каждом канале используется достаточно большое и одинаковое количество циклов, т. е.

$$I = J = \frac{k}{2}, \quad k \gg 1, \quad (16)$$

и учитывая, что обычно $p \ll 1$, из (11), (14) и (15) получим

$$N_*^0 - N_*^e = \frac{1}{2} \varepsilon \bar{n} t \frac{2}{\pi} \left\{ u - \frac{\pi}{2} \zeta \right\}, \quad (17)$$

$$N_*^0 + N_*^e = \frac{1}{2} \varepsilon \bar{n} t \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \zeta \right\}, \quad (18)$$

где

$$\bar{n} = n_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} t \right), \quad (19)$$

$$\zeta = \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} \frac{T}{4} / \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n'}{n_0} t \right). \quad (20)$$

Уравнения (17) и (18) дают возможность определить параметр u . Обозначим

$$u_{\text{изм}} = \frac{\pi}{2} \frac{N_*^0 - N_*^e}{N_*^0 + N_*^e}. \quad (21)$$

Тогда из (17), (18) и (21) находим:

$$u = \left(1 - \frac{2}{\pi} \zeta \right) u_{\text{изм}} + \frac{\pi}{2} \zeta. \quad (22)$$

Коэффициенты уравнения (22), содержащие величину ζ , учитывают переменность блеска звезды во время наблюдения. Это изменение удобнее характеризовать амплитудой изменения блеска Δm и средней скоростью его изменения за время наблюдения $\bar{v}_m = \Delta m / t$. В этих обозначениях величина ζ имеет вид

$$\zeta(\Delta m) = \frac{1}{k} \frac{10^{-0,4 \Delta m} - 1}{10^{-0,4 \Delta m} + 1}. \quad (23)$$

Так как изменение блеска звезды во время наблюдения обычно не превышает одной-двух звездных величин, то в этом интервале изменения ζ можно представить в виде (с учетом (11))

$$\zeta = \frac{1}{k} 0,38 \Delta m = 0,095 \bar{v}_m T. \quad (24)$$

Однако на практике нет возможности в каждом отдельном случае учитывать изменение блеска звезды во время измерения параметров поляризации. Поэтому они будут определяться с некоторой ошибкой. Ее величину легко определить, если учесть, что в указанном диапазоне изменения блеска $|\zeta| \ll 1$. Тогда из (22) следует, что при измерении параметра u из-за неучета изменения блеска $u_{\text{изм}}$ будет отличаться от истинного на величину

$$|u_{\text{изм}} - u| = \frac{\pi}{2} \zeta(t) = 0,15 \bar{v}_m T. \quad (25)$$

Отсюда видно, что эта ошибка зависит как от средней скорости изменения блеска звезды во время наблюдения, так и от частоты вращения анализатора поляризации $f = 1/T$, и тем меньше, чем выше эта частота. Увеличение частоты вращения анализатора выгодно и с точки зрения снижения роли атмосферных мерцаний, которые, как известно, растут в сторону низких частот.

Очевидно, что этой ошибкой можно будет пренебречь, если частота вращения анализатора f будет удовлетворять условию

$$f > f_{\min} = 0,15 \frac{|\bar{v}_m|}{\Delta u}, \quad (26)$$

где Δu — допустимая погрешность измерения параметра u , если не учитываются изменения блеска звезды во время измерения поляризации, причем $|u_{\text{изм}} - u| < \Delta u$.

Из (21) и (22) следует, что при выполнении условия (26) параметр Стокса u может быть вычислен по формуле

$$u = \frac{\pi}{2} \frac{N_*^0 - N_*^e}{N_*^0 + N_*^e}. \quad (27)$$

Совершенно аналогичное рассмотрение может быть сделано и для второго параметра Стокса. Отличие будет лишь в том, что все моменты переключения нужно сместить на $T/8$ относительно соответствующих моментов при измерении параметра u .

Так как оба параметра равноправны, то для практических оценок можно принять, что при вычислении степени поляризации ошибка ее определения будет примерно в 1,41 раза больше, чем при измерении одного из параметров. Поэтому минимальная частота вращения анализатора поляризации может быть принята равной

$$f_{\min} = 0,20 \frac{|\bar{v}_m|}{\Delta p}, \quad (28)$$

где Δp — допустимая погрешность измерения степени поляризации, если параметры Стокса определены указанным выше способом. Так, если $\Delta p = 0,1\%$, $|\bar{v}_m| = 0,01/\text{сек}$, то $f_{\min} = 20 \text{ гц}$.

Таким образом, вырисовывается следующая схема одновременного измерения обоих параметров поляризации: импульсы с выхода ФЭУ должны (после схем формирования и ограничения и др.) поступать на две пары идентичных пересчетных устройств, работающих в ключевом режиме со сдвигом времени работы одной пары относительно другой на $T/8$. Продолжительность времени работы каждого счетчика в одном цикле изме-

ния составляет $T/4$. Если частота вращения анализатора удовлетворяет условию (28), то параметры поляризации могут быть определены по формулам типа (27) с ошибкой, не превышающей заданной допустимой погрешности.

Преимущество такой схемы измерения перед другими — в простоте и надежности ее выполнения, если иметь в виду использование стандартной аппаратуры. Выдача результатов измерений в цифровом виде позволит сильно ускорить процесс их обработки с помощью ЭВМ. Достоинством такой схемы измерения является также то, что она в принципе не требует калибровки.

Оценка ошибки определения параметров поляризации

Будем считать, что основными источниками случайных ошибок измерения параметров поляризации являются дробовой эффект фотокатода, дробовые шумы темнового тока фотоумножителя и атмосферные мерцания, а систематические ошибки учтены или отсутствуют. Примем, что флуктуации дробового эффекта подчиняются пуассоновскому распределению. Временная функция автокорреляции мерцаний, согласно [5], дается выражением

$$R(t_1, t_2) = \sigma_n^2 e^{-\alpha(t_2 - t_1)}, \quad \alpha = \frac{1}{\tau}, \quad (29)$$

где σ_n — амплитуда мерцаний, $\bar{n}$ — среднее количество квантов, собираемое телескопом в единицу времени, а τ — время автокорреляции. Вычислив на основе (29) ошибку определения параметров поляризации, вызванную атмосферными мерцаниями, и найдя ошибки, возникающие из-за наличия дробового эффекта и темновой эмиссии фотокатода ФЭУ, для полной дисперсии σ_u^2 определения, например, параметра u получим

$$\sigma_u^2 = \frac{\pi^2}{2\epsilon n t} \left\{ 1 + 2 \frac{n_\phi}{n} + 4 \frac{n_{\text{т.т}}}{\epsilon n} + \frac{1}{2} \epsilon \bar{n} \delta_f^2 \Delta f \tau \frac{a^2}{D^2} \right\}, \quad (30)$$

где δ_f^2 — квадрат относительной амплитуды мерцаний на единицу частоты спектра мерцаний, Δf — эффективная ширина спектра мерцаний (т. е. интервал частот, дающий наибольший вклад в наблюдаемую величину мерцаний), a — характерный размер атмосферных неоднородностей, вызывающих мерцания, D — диаметр объектива телескопа.

Такое же выражение получается и для дисперсии σ_q^2 .

Переход к ошибкам определения степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации в выбранной системе координат может быть сделан по формулам [6]

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{p^2} (q^2 \sigma_q^2 + u^2 \sigma_u^2) = \sigma_u^2, \quad (31)$$

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{4p^4} (q^3 \sigma_u^2 + u^2 \sigma_q^2) = \frac{1}{4} \delta_p^2, \quad (32)$$

где σ_p и σ_ϕ — ошибки определения параметров p и ϕ соответственно.

Определим теперь величины n_0 и n_ϕ , предполагая, что наблюдения звезды, имеющей в начальный момент величину m , проводятся в синей части спектра с использованием фильтра для области B . Принимая для него характеристику одного из используемых в Крымской астрофизической обсерватории фильтров на эту область и сделав привязку к Солнцу на основе данных, приведенных в [7], получим

$$n_0 = 3,6 \mu\nu D^2 10^{5-0.4m}, \quad (33)$$

где μ и ν — средние коэффициенты пропускания атмосферы и оптики. Световой поток, соответствующий яркости ночного безлунного неба в зените, согласно [8], в области $\lambda\lambda 3000-5500 \text{ \AA}$ может быть принят равным $10^6 \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$, чему соответствует поток с одной квадратной секунды дуги, равный $1,87 \cdot 10^{-6} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA} \cdot \text{кв. сек.}$. Среднее количество квантов фона неба, собираемое телескопом в единицу времени в области пропускания фильтра и проходящее через диафрагму с диаметром d секунд дуги, установленную в фокальной плоскости телескопа, равно

$$n_{\Phi} = 8,3 \cdot 10^{-4} \mu \nu D^2 d^2. \quad (34)$$

Подставив (19), (33) и (34) в (30), получим выражения, дающие искомую зависимость среднеквадратичных ошибок определения параметров поляризации от условий измерения:

$$\sigma_p^2 = 2,7 \frac{10^{0,4m-5}}{\epsilon \mu \nu D^2 t (1 + 10^{-0,4\Delta m})} \left\{ 1 + 9,2 d^2 \frac{10^{0,4m-9}}{1 + 10^{-0,4\Delta m}} + \right. \\ \left. + 2,2 \frac{10^{0,4m-5}}{\epsilon \mu \nu D^2 (1 + 10^{-0,4\Delta m})} + 0,9 \epsilon \mu \nu (1 + 10^{-0,4\Delta m}) \delta_f^2 \Delta f \tau a^2 10^{5-0,4m} \right\}, \quad (35)$$

$$\sigma_{\varphi} = \pm 28^{\circ},6 \delta_p, \quad (36)$$

где a и D взято в сантиметрах, а σ_{φ} — в градусах.

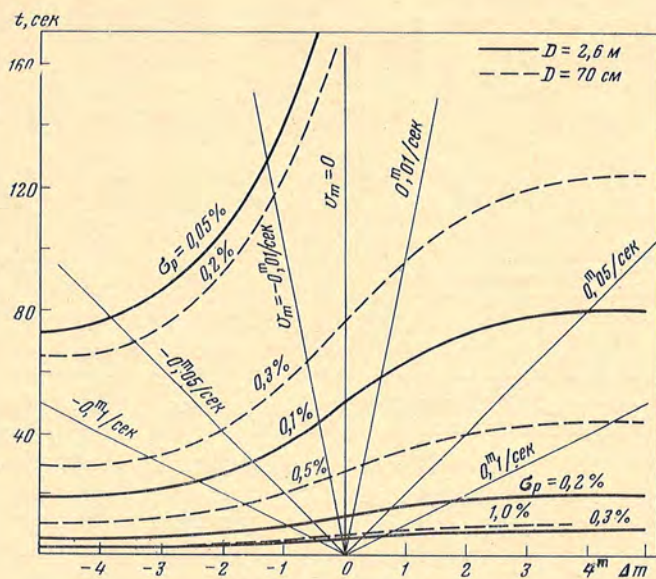
Для удобства пользования формулами (35) и (36) в расчетах зададимся числовыми значениями некоторых входящих в них величин.

Фотоумножитель считается хорошим, если количество темновых импульсов в единицу времени в области плато его счетной характеристики при комнатной температуре не превышает нескольких десятков. Примем, что $n_{\text{т.т}} = 50 \text{ имп/сек}$, а средний квантовый выход в рассматриваемой области спектра $\epsilon = 0,1$. Минимальный диаметр диафрагмы фотометра определяется условиями видимости (диаметром турбулентного диска звезды) и возможной неточностью гидирования. С некоторым запасом его можно принять равным $10''$. Если считать, что потери света в оптике малы и звезда наблюдается достаточно высоко над горизонтом, то можно положить, что $\mu = \nu = 0,8$. Для оценки влияния мерцаний на точность наблюдений в качестве характерных для них величин можно принять, что $\delta_f = 3,5\%$, $\Delta f = 200 \text{ гц}$, $\tau = 0,02 \text{ сек}$ (для зенита). Характерный размер атмосферных неоднородностей, согласно [9], равен $8-10 \text{ см}$. С этими значениями из (35) находим

$$\sigma_p^2 = 4,2 \frac{10^{0,4m-4}}{D^2 t (1 + 10^{-0,4\Delta m})} \left\{ 1 + 9,2 \frac{10^{0,4m-7}}{1 + 10^{-0,4\Delta m}} + \right. \\ \left. + 1,7 \frac{10^{0,4m-2}}{D^2 (1 + 10^{-0,4\Delta m})} + 2,9 (1 + 10^{-0,4\Delta m}) 10^{3-0,4m} \right\}. \quad (37)$$

Обсуждение результатов

Оценим теперь возможность измерения поляризации излучения вспыхивающих звезд на восходящей ветви вспышки. Для этого воспользуемся имеющимися данными о типичном представителе этого типа звезд AD Leo. В спокойном состоянии эта звезда примерно десятой величины (в смысле фильтра). Амплитуда вспышки Δm колеблется в широких пределах и может достигать одной-двух величин. Увеличение яркости происходит за время порядка нескольких десятков секунд [10, 11]. Спад блеска до нормального уровня продолжается около 10 мин. Доля поляризованного излучения звезды вне вспышки составляет примерно 1% от ее общего излучения [12].



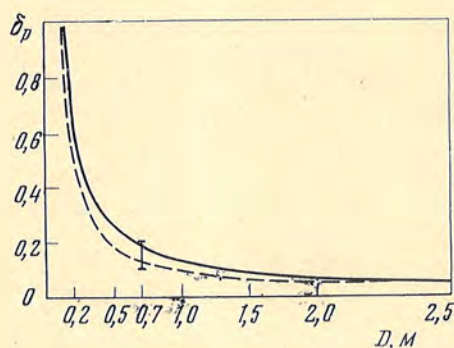
Фиг. 2. Зависимость σ_p от Δm

Сплошные линии — линии одинаковой точности для телескопа с диаметром объектива $D = 2,6$ м, штриховые — для телескопа с диаметром объектива $D = 70$ см

Определим с какой ошибкой может быть измерена поляризация излучения звезды в этих условиях, если для наблюдения предполагается использовать телескоп с диаметром зеркала 2,6 м. Зависимость (37) для этих условий ($m = 10$, $p = 1\%$, $\Delta m = 1^m 0$, $D = 2,6$ м) изображена на фиг. 2 для некоторых значений σ_p (сплошные линии). На том же графике штриховой линией показана аналогичная зависимость для телескопа с диаметром зеркала 70 см. По оси абсцисс отложена величина изменения блеска Δm за время интегрирования, по оси ординат — время t . Наклонные прямые линии соответствуют различным средним скоростям изменения блеска, область фигуры с отрицательными Δm — случаю нарастания блеска, а область с положительными Δm — случаю уменьшения блеска.

Из рассмотрения фиг. 2 следует, что при скоростях увеличения блеска $\bar{v}_m = -0^m 05 \div -0^m 10 \text{ сек}^{-1}$, характерных для «средних» и «крупных» вспышек, и степени поляризации $p \approx 1\%$ последняя может быть измерена на 2,6-метровом телескопе у звезды, имеющей в нормальном состоянии 10^m , за время 10—20 сек. со случайной ошибкой не более $\pm 0,2\%$ в степени поляризации, а позиционный угол плоскости поляризации — с ошибкой менее $\pm 6^\circ$. Эта же поляризация, как видно из фигуры, при использовании 70-сантиметрового телескопа может быть измерена только с ошибкой примерно 0,5—0,8%, а случайная ошибка измерения угла ϕ составит около $\pm 20^\circ$. Это означает, что измерение поляризации излучения вспыхивающих звезд во время возгорания вспышки может быть успешным только при использовании телескопа крупного размера. Точность измерения поляризации при выборе рассмотренной выше методики может быть вполне достаточной, чтобы обнаружить как наличие поляризации, так и изменение ее в ходе вспышки. На нисходящей части вспышки точность измерения может быть повышена за счет увеличения времени наблюдения.

Полученные результаты позволяют сравнить вычисленную на основании (37) ошибку с имеющимися эмпирическими результатами. Такое сравнение сделано на фиг. 3, где показана зависимость величины относительной ошибки измерения поляризации от диаметра объектива используемого телескопа. Вычисления сделаны при $m = 10^m$, $p = 1\%$, $t = 200 \text{ сек}$



Фиг. 3. Зависимость относительной ошибки измерения степени поляризации δ_p от диаметра телескопа

максимально возможную точность поляризационных измерений, их надо проводить при наилучшей прозрачности и наилучшем качестве изображения звезды, малой яркости фона неба и наименьших мерцаниях в течение всего времени наблюдения. При этом очевидно, что надо стремиться использовать приемник излучения с возможно более низким уровнем собственных шумов или принимать меры к их снижению. Во всяком случае, его шумы должны быть ниже уровня шумов фона. Как легко видеть из уравнения (35), при $\epsilon = 0,1$ и $\mu = \nu = 0,8$ это означает, что должно выполняться условие

$$n_{т.т} < 3 \cdot 10^{-5} D^2 d^2, \quad (38)$$

т. е. приемник излучения нужно выбирать, сообразуясь с поверхностной яркостью фона неба в данной спектральной области, диаметром объектива телескопа и диаметром выбранной диафрагмы прибора. Так, в данном случае при использовании телескопа с диаметром объектива 1 м и диафрагмы 10", темновой ток фотоумножителя не должен превышать 30 *имп/сек*.

Автор искренне признателен Р. Е. Гершбергу за предложение темы этой работы и постоянное внимание к ходу ее выполнения, Н. М. Шаховскому и Н. А. Димову за полезные обсуждения результатов, а также Т. С. Белякиной за предоставление кривой пропускания фильтра.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. Oskanjan. Publ. Obs. Beograd, 1964, 10.
2. A. Kubičela, J. Arsenijević. Сообщение на XIII съезде МАС, 1967.
3. Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 30, 308.
4. I. Arpenzeller. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, 79, 136.
5. И. Г. Колчинский. Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд. Киев, «Наукова думка», 1967.
6. Н. В. Смирнов, И. В. Дунин-Барковский. Краткий курс математической статистики для технических приложений. Физматгиз, 1959.
7. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
8. З. В. Карягина. В сб. «Полярные сияния и свечение ночного неба», IV раздел программы МГГ, 1963, 10, 15.
9. В. И. Татарский. В сб. «Труды совещания по исследованию мерцаний звезд». Изд-во АН СССР, 1959.
10. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1964, 33, 215.
11. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1968, 38, 177.
12. Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 39, 42.

НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВЫХ SN 1966 NGC 3198 и SN 1967 NGC 3389
С ПОМОЩЬЮ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ

В. В. Прокофьева

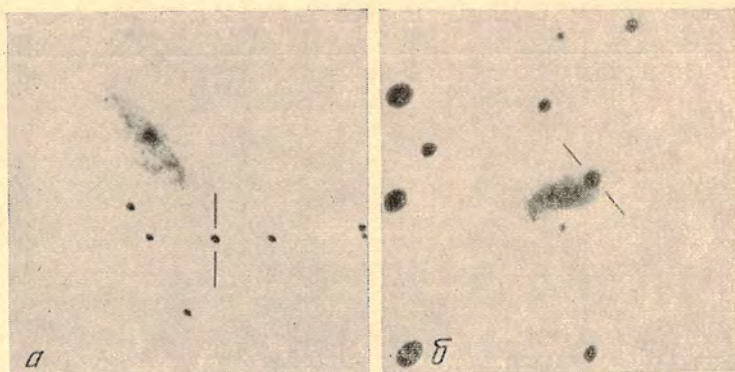
На телескопах AZT-7 ($D = 0,2$ м) и MTM-500 ($D = 0,5$ м) с помощью телевизионной установки в течение трех месяцев наблюдений получено 70 фотографий сверхновых SN 1966 NGC 3198 и SN 1967 NGC 3389. Все снимки сделаны с экспозициями 30 сек. Внутренняя точность одного определения блеска звезд $\pm 0,10 \div 0^m15$. Приведены кривые блеска сверхновых.

T. V. OBSERVATIONS OF SN 1966 NGC 3198 AND SN 1967 NGC 3389, by V. V. Prokofieva. — 70 TV observations of two supernovae were made with the 20 and 50 cm telescopes during 3 months period. The exposures were 30 sec. The accuracy of one estimation of stellar brightness is $\pm 0,10 - \pm 0^m15$.

В 1967 г. с февраля по июль в Крымской астрофизической обсерватории проводились наблюдения галактик с целью испытания недавно разработанной методики телевизионного патруля сверхновых [1]. Была составлена картотека телевизионных снимков около 400 близких галактик типов Sc и Sb. При телевизионном патруле сверхновых изображение галактики и звездного поля около нее, видимое на телевизионном экране, сравнивается с фотографией из картотеки; одновременно производится фотографирование. За каждую ночь наблюдений просматривалось 100—150 галактик.

В течение указанного времени в двух галактиках, входящих в программу, наблюдались сверхновые. Одна в NGC 3198 была открыта Вилдом 18.XII 1966 г. [2], другая в NGC 3389 — Чуадзе 28.II 1967 г. [3]. Представляет интерес использовать полученные телевизионные снимки сверхновых для определения их кривых блеска. Отметим, что полученные снимки отнюдь невысокого качества. Это объясняется тем, что они были получены попутно с основной программой поиска сверхновых, при которой важна была лишь регистрация звезды, и основное внимание было направлено на визуальный просмотр галактик. За период в несколько месяцев аппаратура неоднократно снималась с телескопа, разбиралась, собиралась и настраивалась заново, совершенствовалась. Специальных мер для получения однородного фотометрического материала не предпринималось.

Наблюдения проводились в основном на 0,5-метровом телескопе MTM-500. Передающая телевизионная камера располагалась неподвижно в фокусе куде ($F = 6,5$ м). В результате вращения поля телескопа при наблюдениях изображения звезд каждый раз проектировались на разные места фотокатода. Для увеличения поля зрения системы и облегчения тем самым наводки телескопа на галактики по координатным кругам (точность деления около $10'$) использовалась дополнительная оптика, сокращающая фокусное расстояние телескопа до 4 м. Диаметр поля зрения телевизионной системы составлял при этом $25'$. Дополнительный объектив, подобранный из

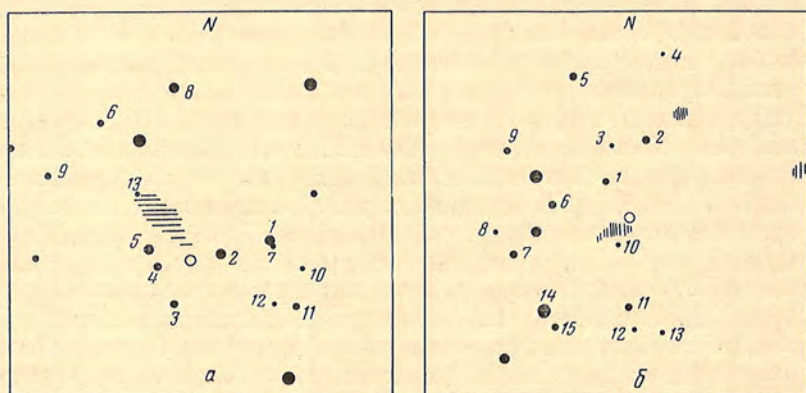


Фиг. 1. Телевизионные фотографии галактик NGC 3198 (а) и NGC 3389 (б) со сверхновыми, полученные 2.II и 12.III 1967 г. соответственно

имеющихся, вносил чрезвычайно большие искажения на краю поля (кома, виньетирование).

В течение нескольких ночей в мае наблюдения проводились на 20-сантиметровом телескопе АЗТ-7. Аппаратура устанавливалась в кассегренновском фокусе ($F = 2$ м). В этом случае использовалось электронно-оптическое увеличение фокусного расстояния до 4 м. Все фотографии галактик со сверхновыми были получены с экспозициями 30 сек. Использовался как режим непрерывного считывания (кадровая частота 12 гц), так и режим накопления потенциального рельефа на мишени суперорбитона в течение 0,3—0,6 сек. Несколько снимков было получено в режиме «комбинированного» считывания [1]. Фотографирование с экрана кинескопа производилось на мелкозернистую фотографическую пленку «Микрат-200». Снимки сверхновых делались в течение почти каждой пригодной для наблюдений ночи; обычно по 2—4 снимка подряд. Всего было получено 42 снимка NGC 3198 и 28 снимков NGC 3389. Фотоматериал обрабатывался на присовом фотометре. Поправки за изменение фона на негативах вносились по известной формуле Уивера [4]. В качестве стандарта использовались звезды скопления NGC 188 [5]. Снимки этого скопления были получены в течение четырех ночей одновременно со снимками сверхновых и примерно на том же зенитном расстоянии.

Цветовая система аппаратуры определяется спектральной чувствительностью мультищелочного фотокатода ЭОП, установленного перед суперор-



Фиг. 2. Карты окрестностей сверхновых 1966 NGC 3198 (а) и 1967 NGC 3389 (б)

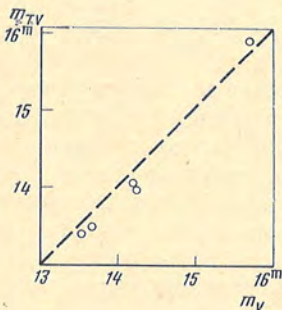
Таблица 1

Номер звезды	Область NGC 3198			Область NGC 3389		
	m_{TV}	n	σ_m	m_{TV}	n	σ_m
1	14 ^m 44	3	$\pm 0^m.12$	14 ^m 06	4	$\pm 0^m.03$
2	14,72	4	0,04	13,98	4	0,08
3	14,97	4	0,10	15,50	4	0,10
4	14,83	4	0,08	15,03	4	0,08
5	14,09	4	0,06	14,8	2	—
6	15,24	4	0,06	13,49	4	0,10
7	15,32	3	$\pm 0,02$	13,1	1	—
8	12,4	2	—	14,1	1	—
9	14,9	2	—	13,8	1	—
10	16,0	2	—	15,9	2	—
11	15,5	2	—	13,4	2	—
12	16,1	2	—	15,9	2	—
13	15,9	2	—	15,7	2	—

тиконом. Все наблюдения сделаны без фильтров. Для источника типа G2 ($B - V = +0^m.65$), расположенного в зените вне земной атмосферы, эффективная длина волны цветовой системы составляет 5100 Å, а полуширина 2300 Å.

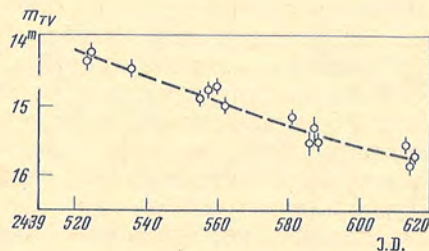
Фотографии галактик со сверхновыми даны на фиг. 1, соответствующие карты окрестностей — на фиг. 2. Положение сверхновых показано на них кружками. Цифрами обозначены использованные нами звезды сравнения. Результаты определения их блеска приведены в табл. 1.

В первом столбце указаны номера звезд; во втором и пятом — полученные нами значения звездных величин (m_{TV}); в третьем и шестом — число ночей (n), которые были использованы для определения блеска этих звезд; в четвертом и седьмом — средняя квадратичная ошибка определения $m_{TV}(\sigma_m)$ в случае использования измерений в течение трех или четырех ночей. Ошибка поля телевизионной системы не учитывалась. Ее наличие объясняет большую ошибку определения блеска звезд, лежащих на краю поля. На фиг. 3 проведено сравнение полученных нами значений m_{TV} для пяти звезд сравнения в области NGC 3389 с фотоэлектрическими значениями V , полученными Вокулером и др. [6] для этих же звезд. Видно, что различие составляет около $\pm 0^m.1$



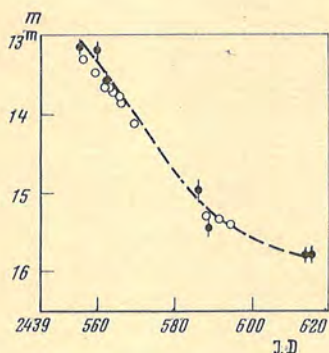
Фиг. 3

Фиг. 3. Сравнение звездных величин, полученных с помощью телевизионной системы (m_{TV}), с фотоэлектрическими (m_V) для звезд сравнения в области NGC 3389



Фиг. 4

Фиг. 4. Кривая блеска сверхновой 1966 NGC 3198, полученная по телевизионным наблюдениям



Фиг. 5. Кривая блеска сверхновой 1967 NGC 3389

Кружки с вертикальными черточками — телевизионные наблюдения, кружки — фотоэлектрические.

При определении блеска сверхновых характеристическая кривая строилась для каждого снимка. Опыт показал, что для всех наблюдений, полученных в течение одной ночи с одинаковыми экспозициями, характеристические кривые одинаковы. Ошибки измерения блеска звезд на телевизионных снимках невелики и составляют $\pm 0,06 \div \pm 0,08$. Основная и значительно большая ошибка вносится изменением чувствительности установки по полю, а также виньетированием краев поля и комой в случае использования объекта, укорачивающего фокусное расстояние телескопа. Эти ошибки достигают $0,3-0,5$.

В табл. 2 приведены полученные значения блеска сверхновых. В первом столбце указано время наблюдений по мировому времени, во втором — моменты наблюдений в юлианских днях, в третьем и четвертом — значения звездных величин m_{TV} для сверхновых в области NGC 3198 и NGC 3389 соответственно.

Т а б л и ц а 2

Время наблюдения 1967 г.	J. D. 2439...	m_{TV}		Время наблюдения 1967 г.	J. D. 2439...	m_{TV}	
		NGC 3198	NGC 3389			NGC 3198	NGC 3389
Февраль 14,9	523,5	14 ^m 36	—	Апрель 5,8	586,3	15 ^m 55	14 ^m 98
	2,9	524,5	14,24		587,3	15,30	—
	14,0	535,5	14,49		588,4	15,53	15,48
Март 5,9	555,4	14,92	13 ^m 15	Май 2,8	613,3	15,57	—
	8,1	557,6	14,80		614,3	15,88	15,78
	10,0	559,5	14,75		615,3	15,71	15,78
	12,9	562,4	15,02				
	31,9	581,4	15,17				

П р и м е ч а н и е. В феврале — апреле использовался телескоп МТМ-500, в мае — АЗТ-7.

Кривые блеска сверхновых представлены на фиг. 4 и 5. Результаты телевизионных наблюдений показаны кружками с вертикальными черточками, характеризующими ошибки наблюдений в соответствующие ночи. При определении блеска сверхновой в NGC 3389 ошибки больше. Это вызвано трудностью измерения фона около звезды, расположенной на краю галактики с большим перепадом яркости. На фиг. 5 кружками показаны фотоэлектрические наблюдения этой же сверхновой, выполненные Вокулером и др. [6]. Несмотря на различие цветовых систем, согласие данных вполне удовлетворительное.

Таким образом, первый опыт обработки телевизионных снимков звезд, сделанных на протяжении нескольких месяцев, показывает, что телевизионная аппаратура позволяет получить достаточно уверенный материал наблюдений. Точность определения блеска звезд сравнима с точностью обычных фотографических наблюдений. Преимуществом телевизионного метода является возможность измерения блеска слабых звезд до 16^m на телескопе с диаметром зеркала 20 см при чрезвычайно малой затрате вре-

мени: наводка телескопа по координатам, отождествление галактики и фотографирование занимают всего несколько минут.

В заключение автор благодарит А. Н. Абраменко за подготовку аппаратуры к наблюдениям и участие в наблюдениях и А. В. Миронова и Л. Ф. Истомина за получение большей части наблюдений.

23 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. А б р а м е н к о, В. В. П р о к о ф ъ в а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 252.
2. IAU Circ., 1966, N 1986.
3. IAU Circ., 1967, N 2001.
4. Handbuch der Physik, 54. Astrophysik V, Verschiedenes, 1962, Springer Verlag. Berlin. Göttingen — Heidelberg.
5. A. S a n d a g e. Astrophys. J., 1962, 135, 333.
6. Ж. де В о к у л е р, Дж. Е. С о л е й м, Р. Б р а у н. Астрофизика, 1967, 3, вып. 4, 565.

ТЕЛЕВИЗИОННАЯ УСТАНОВКА КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ И ОПЫТ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ СЛАБЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

А. Н. Абраменко, Л. Ф. Истомин, В. В. Прокофьева

Дано описание телевизионной установки, используемой в Крымской астрофизической обсерватории для наблюдений различных астрономических объектов, в частности слабых переменных с быстрыми изменениями блеска. Высокая чувствительность аппаратуры позволяет получать снимки звезд $16-17^m$ на телескопе с диаметром зеркала 0,5 м с экспозициями 20 — 120 сек. Точность одного измерения блеска переменных в среднем не хуже обычной фотографической точности. Начаты регулярные наблюдения короткопериодических переменных в скоплениях. За 20 час. наблюдений получено 850 снимков рассеянного скопления NGC 188. Приведены кривые блеска переменных S 8279 (ER Cep) и S 8280 (ES Cep), принадлежащих к звездам типа W UMa.

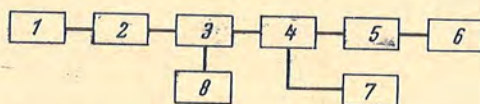
THE TV SYSTEM USED FOR THE OBSERVATIONS OF FAINT VARIABLE STARS AT THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *A. N. Abramenko, L. F. Istomin, V. V. Prokofieva*.— The high sensitive TV system mounted on the 0,5 m telescope allows to observe 16^m-17^m variable stars. The exposure time is from 20 to 120 sec. The accuracy obtained is compared to that of the photographic method. The regular TV observations of short-period variables in star clusters are being carried out. It took only 20 hours to make 850 TV observations of the open cluster NGC 188. Light curves of W UMa type variables S 8279 (ER Cep) and S 8280 (ES Cep) are given.

Исследование слабых переменных звезд различных типов — чрезвычайно важный вопрос современной астрофизики. Однако массовое их изучение затруднено тем, что требует применения телескопов большого размера, особенно при наблюдениях короткопериодических звезд. Одним из путей решения проблемы является использование новых приемников света с существенно большей чувствительностью и перенесение с их помощью основной массы наблюдений на телескопы среднего и малого размеров. В этой связи неоднократно указывалось на возможность и перспективность использования телевизионного метода для изучения быстрых изменений блеска слабых звезд [1—4].

В течение ряда лет в Крымской астрофизической обсерватории разрабатывалась методика таких наблюдений [2, 5]. Одновременно шло усовершенствование телевизионной аппаратуры с целью доведения ее до такого состояния, когда астроном-наблюдатель мог бы использовать ее для регулярных астрономических наблюдений. Особое внимание обращалось на качество работы аппаратуры, обеспечивающее возможность фотометрирования телевизионных снимков. В связи с этим со времени первых испытаний аппаратура претерпела значительные конструктивные изменения, поэтому ниже приводится ее описание.

I. Блок-схема установки, предназначенной для наблюдений различных астрономических объектов телевизионными методами [2, 6, 7], представ-

лена на фиг. 1. Здесь 1 — менисковый телескоп МТМ-500 с диаметром мениска 50 см и фокусным расстоянием 6,5 м. На телескопе в фокусе куде смонтирована телевизионная камера 3, впереди которой может быть установлен электронно-оптический преобразователь (ЭОП) 2 типа УМ-92. В телевизионной камере предусмотрена возможность применения всех отечественных высокочувствительных суперортиконов (ЛИ-211, ЛИ-214 и др.) [8]. Специальными кабелями камера соединена с телевизионной стойкой 4, находящейся в отдельном помещении. Изображение наблюдаемых



Фиг. 1. Блок-схема телевизионной установки

объектов воспроизводится на кинескопе 5 и фотографируется кинокамерой 6. Для визуальных наблюдений служит выносной монитор 7. Коррекция установки телескопа и гидировка наблюдаемого объекта производятся на пультах у телевизионной стойки. Для длительного накопления потенциального рельефа на мишени и увеличения чувствительности суперортикаона применяется система охлаждения 8 [9].

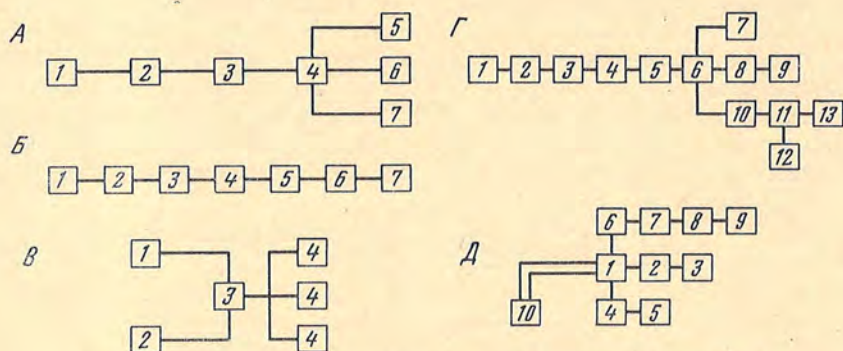
Перейдем к описанию принципа работы и устройства отдельных узлов и трактов телевизионной установки, схематически обозначенных на фиг. 2 заглавными буквами. Цифрами обозначены отдельные каскады этих узлов.

Строчная развертка (фиг. 2, А). В установке применено построчное разложение изображения при пяти различных стандартах: а) частота кадровой развертки $f_k = 25$ гц, число строк разложения $N = 900$ или 600; б) $f_k = 12,5$ гц, $N = 1200$ или 600; в) $f_k = 6,25$ гц, $N = 1200$. Задающий генератор строчной развертки 1 вырабатывает синусоидальные колебания 22,5; 15 или 7,5 кГц в зависимости от установленного стандарта развертки. Это напряжение поступает на каскад 2, в котором в результате ограничения и дифференцирования образуются импульсы, запускающие ждущий мультивибратор 3 строчных синхриимпульсов. С катодного повторителя 4 полученные синхриимпульсы подаются на генераторы строчной развертки 5, 6 и 7, питающие отклоняющие системы суперортикаона и двух кинескопов — одного для фотографирования исследуемого объекта, а другого — для визуальных наблюдений. Для осуществления так называемого электронного «масштабирования» применяется скачкообразное уменьшение тока строчной (и кадровой) развертки суперортикаона. В этом случае изображение на экране кинескопа окажется увеличенным.

Генератор строчной развертки находится в стойке 4 (фиг. 1), и его ток подается к телевизионной камере суперортикаона коаксиальным кабелем.

Строчная развертка с кадровой не синхронизована. Это сделано для того, чтобы при фотографировании с экрана кинескопа на снимке получалось бесстрочное изображение объекта и раstra (конечно, при интеграции на пленке многих телевизионных кадров, что в большинстве случаев имеет место в практической работе).

Кадровая развертка (фиг. 2, В). Напряжение питающей сети через понижающий трансформатор подается на каскад ограничителя 1, откуда после дифференцирования с помощью катодного повторителя 2 поступает на триггерную схему делителя частоты 3. Эта схема дает возможность получать прямоугольные колебания с периодами от 0,04 до 82 сек. (дискретные значения их равны $0,04 \cdot 2^n$, где n — целое число). Делитель частоты предназначен для осуществления модуляции кинескопа и суперортикаона (см. ниже), а также для запуска ждущего мультивибратора 5 кадровых



Фиг. 2. Блок-схема отдельных узлов телевизионной установки

синхроимпульсов (через переключатель стандартов разложения, подводящий колебания с соответствующим периодом, дифференцирующую цепочку и усилитель 4). При помощи катодного повторителя 6 кадровые синхроимпульсы подаются на генератор тока кадровой развертки 7, выполненный по бестрансформаторной двухтактной схеме с непосредственным включением в нее отклоняющих катушек суперортика и кинескопов. В схеме имеется возможность коррекции формы пилообразного тока, а также смещения изображения на экране кинескопа и смещения поля считывания потенциального рельефа на мишени суперортика.

Необходимо отметить, что схемы строчной и кадровой разверток позволяют путем несложных переделок работать на значительно более низкочастотных стандартах разложения, что необходимо для проведения исследований различных режимов астрономических наблюдений.

Строчные и кадровые гасящие импульсы (фиг. 2, В). Для «запирания» суперортика и кинескопов во время обратного хода пилообразного тока строчной и кадровой разверток применяются специальные импульсы, называемые гасящими. Ждущий мультивибратор 1, запускаемый строчными синхроимпульсами каскада 3 (фиг. 2, А), генерирует регулируемые по длительности прямоугольные импульсы гашения обратного хода строчной развертки. Таким же образом получают и кадровые гасящие импульсы, генерируемые в каскаде 2. Строчные и кадровые гасящие импульсы подаются на смеситель 3, а оттуда через катодные повторители 4 — на гашение обратного хода строчных и кадровых разверток суперортика и кинескопов. В суперортике эти импульсы подаются на сетку мишени, а в кинескопах — на модулятор.

Модуляция работы кинескопа и суперортика. В телевизионной установке предусмотрена возможность работы в режиме накопления потенциального рельефа на мишени суперортика в течение заданного промежутка времени, кратного длительности одного телевизионного кадра. При работе в этом режиме на заданное время «запирается» ток луча суперортика и «гасится» изображение на кинескопе, затем происходит считывание одного или двух (по желанию наблюдателя) телевизионных кадров с одновременным воспроизведением экспонируемого изображения на экране кинескопа; после этого цикл повторяется. Изображение с экрана фотографируется обычным способом, с той разницей, что время, в течение которого затвор кинокамеры открыт, соответственно удлиняется. Визуальные наблюдения в этом режиме облегчаются длительным послесвечением экрана кинескопа выносного монитора.

Модуляция суперортика и кинескопа осуществляется коммутирующими схемами, управляемыми прямоугольными импульсами, которые вырабатываются блоком делителя частоты 3 (фиг. 2, Б). Схема модуляции суперортика предусматривает возможность воздействия как на ток луча

трубки, так и на потенциал сетки мишени. Эффект в обоих случаях примерно одинаков; последний метод употребляется также для работы в режиме так называемого комбинированного считывания потенциального рельефа [6], когда при необходимости одновременного наблюдения слабых и ярких объектов для последних применяется непрерывное считывание с меньшим потенциалом на сетке мишени, а для слабых осуществляется накопление с периодическим считыванием информации при повышенном потенциале. При этом на кинескоп импульс «подсветки» подается во время считывания и слабых, и ярких объектов.

Видеотракт (фиг. 2, Г). Применение прогрессивной развертки и перечисленных выше стандартов разложения диктует необходимость использования видеотракта с широкой полосой пропускания. В связи с этим для устранения шунтирования высоких частот емкостью проводника, соединяющего коллектор суперортикона с усилителем видеочастоты, на панели суперортикона, непосредственно у его выводов, смонтирован катодный повторитель 1, выполненный на лампе 6Ж5Б. Видеосигнал подается от него к находящемуся в телевизионной камере трехкаскадному широкополосному усилителю 2. Здесь осуществляется высокочастотная коррекция и предварительное усиление сигнала до амплитуды порядка 0,2—2 в. Катодный повторитель 3 согласует выходное сопротивление усилителя с коаксиальным кабелем, при помощи которого видеосигнал подается в телевизионную стойку. На входе видеоусилителя установлен широкополосный ступенчатый ослабитель 4, позволяющий менять усиление в 2, 4, 8, 16, 32, 64 и 128 раз. За ним идет регулятор ширины полосы пропускания видеочастот 5, собранный по схеме частотно-зависимого катодного повторителя. Он позволяет устанавливать ширину полосы в 1, 2, 4, 10 или 20 Мгц в зависимости от стандарта разложения и реальной разрешающей способности. Далее видеосигнал усиливается широкополосным усилителем 6, имеющим в своем составе управляемую схему восстановления постоянной составляющей 7. С оконечного каскада видеоусилителя 8 сигнал подается на кинескоп 9 типа 13 ЛК5А. Этот кинескоп, имеющий плоский экран, предназначен для фотографирования и обладает разрешающей способностью более 2000 телевизионных строк разложения при размере раstra 90×90 мм.

С одного из каскадов видеоусилителя 6 сигнал подается на катодный повторитель 10 для передачи его по коаксиальному кабелю в монитор визуального наблюдения объектов. Здесь он усиливается каскадом 11, имеющим в своем составе схему восстановления постоянной составляющей сигнала 12, а затем подается на кинескоп с длительным послесвечением 13 типа 31ЛМ32. В мониторе имеется отдельная плавная регулировка усиления.

Электронный и механический затворы. В телевизионной установке в случае работы с ЭОП может быть применен электронный затвор и схема согласования его работы с развертками [7]. Он работает совместно с описанным выше модулятором суперортикона и кинескопа и запускается либо от специального датчика, либо от кнопки на передней панели стойки.

Для телевизионных наблюдений с временем экспонирования больше 0,03 сек. нами применен механический затвор центрального типа, установленный перед фотокатодом суперортикона и управляемый при помощи двух электромагнитов. В открытом (или закрытом) состоянии он удерживается «током покоя» соответствующего электромагнита. Для срабатывания затвора при помощи специальной схемы на тиратронах через обмотку второго электромагнита пропускается импульс тока, величина которого превосходит «ток покоя» в десятки раз и достигает до 1 а. За время около 0,007 сек. затвор переходит в другое состояние, а ток реле уменьшается до нормального тока покоя (около 30 ма). Управление затвором возможно либо от переключателя (затвор открыт — затвор закрыт), либо от кнопки

пуска ждущего мультивибратора, задающего экспозиции определенной длительности. Кроме экспонирования с заданными экспозициями, затвор используется также для предохранения передающей трубки от возможной чрезмерной засветки яркими объектами при переходе с одной области наблюдений на другую.

Вспомогательные устройства, используемые при фоторегистрации с экрана кинескопа (фиг. 2, Д). Для фотографирования телевизионного изображения с экрана кинескопа употребляется кинокамера КС-50Б, переделанная для съемки отдельными кадрами. Камера снабжена объективом МИР-1, имеющим разрешение 45 *штр/мм* в центре поля. Размер телевизионного кадра на пленке равен 15×15 мм. Обычно используется пленка типа М-200, обладающая разрешающей способностью 200 *штр/мм*. Таким образом, система объектив — фотопленка обеспечивает разрешение не менее 40 *штр/мм*, что соответствует разрешающей способности в 1200 телевизионных строк.

Затвор кинокамеры управляется специальным электромагнитом. Время, в течение которого затвор открыт, обуславливается работой ждущего мультивибратора 1 и может изменяться от 1 сек. до 16 мин. При съемке в произвольные моменты времени кинокамера управляется нажатием кнопки, запускающей этот мультивибратор. Генерируемый им импульс подается на схему 2 управления работой затвора кинокамеры 3, и он открывается на установленное заранее время длительности этого импульса. Одновременно передним фронтом этого импульса через усилитель 4 отмечается момент времени фотографирования на ленте хронографа 5.

Для регистрации даты и времени съемки в фотографический кадр впечатывается специальное табло с часами. Табло и часы проецируются специальной оптической системой на алюминированное матовое стекло у экрана кинескопа. С целью обеспечения регистрации времени съемки с точностью до секунды часы и табло подсвечиваются импульсом света, длительность которого регулируется в соответствии с чувствительностью применяемой пленки. Управление подсветкой часов осуществляется тоже передним фронтом импульса мультивибратора 1, запускающим ждущий мультивибратор 6. Его назначение — создать задержку на время порядка 0,1 сек. момента начала импульса подсветки. Это необходимо для того, чтобы затвор кинокамеры успел открыться. Задним фронтом импульса ждущего мультивибратора 6 запускается ждущий мультивибратор 7, длительностью импульса которого определяется время свечения лампочек 8 осветителя 9.

Для фотографирования через заданные промежутки времени служит ждущий мультивибратор 10, связанный с мультивибратором 1 двусторонней связью. Длительность генерируемых им импульсов может быть установлена также в пределах от 1 сек. до 16 мин. При установке автоматического режима работы мультивибратор 10 запускается задним фронтом импульса мультивибратора 1, который, в свою очередь, запускается задним же фронтом мультивибратора 10. Применение двух мультивибраторов дает возможность работать с большой скважностью, например фотографировать через 16 мин. с экспозициями 1 сек.

Для контроля за яркостью изображения на экране на тубусе впереди кинескопа рядом с кинокамерой установлен экспонометр, представляющий собой фотоумножитель ФЭУ-31, соединенный с микроамперметром на стойке. По показанию микроамперметра можно судить об интегральной яркости изображения и фона и регулировать ее в зависимости от применяемой пленки и числа интегрируемых телевизионных кадров. Контроль за яркостью изображения при импульсной работе кинескопа производится с помощью того же ФЭУ, но с выходом на осциллограф типа ЭНО-1 с длительным послесвечением трубки.

Блоки питания телевизионной установки. Все источники питания, применяемые в установке, снабжены электронной стабилизацией. Для

питания накала ламп камеры применено последовательное соединение подогревателей ламп и суперортикаона и их питание от телевизионной стойки выпрямленным напряжением, стабилизированным барреторами. Питание накала остальных ламп установки производится от стабилизированного источника накальных напряжений ИНН-1.

II. Для исследований были выбраны звезды типа W UMa в рассеянном скоплении NGC 188, изучение которых представляет несомненный интерес [10].

Наблюдения переменных S 8279 (ER Cep) и S 8280 (ES Cep) были получены в течение нескольких ночей весной 1967 и 1968 гг. Фильтры при этих наблюдениях не использовались, и цветовая система в основном определялась спектральной чувствительностью мультищелочного фотокатода. При наблюдениях звезд с показателем цвета $B - V = +0^m65$ эффективная длина волны кривых реакции $\lambda_{эфф} = 5100 \text{ \AA}$, а ширина по половине интенсивности от 4000 до 6000 $\text{\AA}$.

Основные характеристики полученного материала приведены в табл. 1. В первом столбце указаны даты наблюдений. Во втором — продолжительность наблюдений T в данную ночь. В третьем — число снимков N , использованных для обработки. В четвертом K условно указана телевизионная камера, на которой производились наблюдения (Ка — камера, в которой перед суперортиконом установлен ЭОП; Кб — камера, в которой используется новый тип телевизионной передающей трубки, представляющий собой сочленение в одной колбе высокочувствительного суперортикаона и каскада электронно-оптического преобразователя). В пятом столбце приведено время накопления τ потенциального рельефа на мишени суперортикаона. В шестом — время экспозиции t на кадре фото пленки. В седьмом — число телевизионных кадров n , которые интегрировались на одном снимке. В восьмом — данные измерения масштабов снимков M . Масштаб различен: небольшие изменения его производились электронным методом; наблюдения в 1967 г. — с дополнительным объективом, увеличивающим поле зрения в 1,7 раза. В девятом столбце даны результаты измерений диаметров изображений слабых звезд δ . (В среднем разрешающая способность телевизионной системы с данным телескопом составляла около 5".) В десятом — значения яркости предельно слабых звезд ($m_{пр}$), которые еще использовались для построения характеристических кривых. В одиннадцатом — средние значения среднеквадратичных ошибок $\sigma_{\Delta m}$ определения разности блеска двух звезд по одному измерению, характеризующие точность измерения переменных (в среднем их яркость около 16^m).

Т а б л и ц а 1

Дата	T	N	K	τ , сек	t , сек	n	M , кв. сек/мм	δ	$m_{пр}$	$\sigma_{\Delta m}$
8—9.II 1967 г.	3 ^h 21 ^m	272	Ка	0,64	40	60				
9—10.III	2 32	98	Ка	0,64	20	30	98	5",4	16 ^m 7	$\pm 0^m14$
12—13.III	4 12	180	Ка	0,08	40	60	88	5,2	17,1	0,12
23—24.IV 1968 г.	4 08	117	Кб	2,56	40	500	80	5,6	16,8	0,10
24—25.IV	4 42	136	Кб	1,28	120	50	51	4,6	17,3	0,09
30.IV—1.V	1 30	48	Кб	2,56	120	100	33	4,2	17,5	0,07
						50	45	6,7	17,5	0,07

Фотометрирование телевизионных снимков звезд производилось методом, аналогичным методу обычной фокальной фотографической фотометрии [11]. Для измерения использовался микрофотометр МФ-2 со специально изготовленным набором круглых диафрагм различного диаметра. При

фотометрировании диафрагмы выбирались так, чтобы их размеры несколько превосходили размеры изображений звезд. Поскольку последние отличались на снимках, полученных в разные ночи, то соответственно использовались и различные диафрагмы.

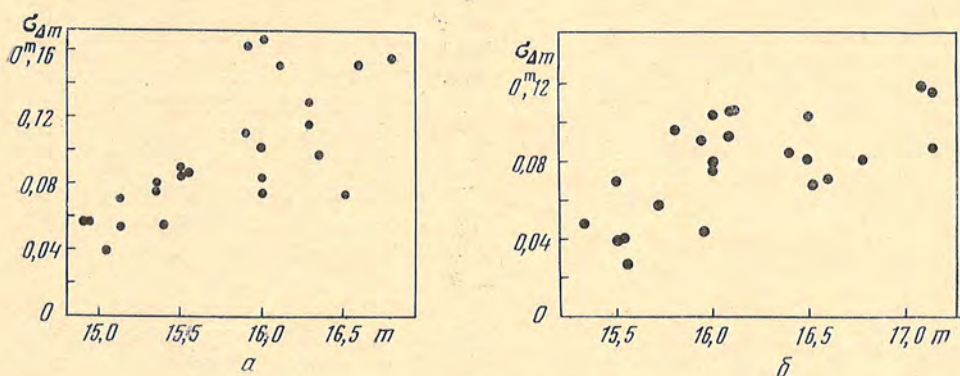
Для построения характеристических кривых использовались звезды (величины V) того же скопления NGC 188 с показателем цвета $0^m.6 < B-V < 0^m.9$. Характеристические кривые строились по измерениям блеска звезд на трех и более снимках каждой серии наблюдений (наблюдений одной ночи), полученные в одном режиме работы телевизионной аппаратуры. Сравнение их показало, что наклон кривых в течение каждой серии изменялся незначительно. Фотометрическая широта довольно устойчиво держалась около $2^m.0$.

Точность измерения блеска переменных оценивалась для каждой серии наблюдений. Для этого выбиралось несколько (обычно 7—10) пар близких по яркости звезд, расположенных более или менее равномерно по всему диапазону измеряемых звездных величин. На 20—25 последовательных снимках каждой серии определялись значения разностей звездных величин (Δm) каждой пары и вычислялась средняя квадратичная ошибка одного измерения $\sigma_{\Delta m}$.

Анализ ошибок измерений показал, что данный материал характеризуется тем, что, кроме случайных ошибок измерений $\sigma_{\Delta m}$, имеются еще систематические. Они проявляются в том, что иногда наблюдается изменение величины Δm с номером кадра, причем амплитуда этих изменений в отдельных случаях в 2—3 раза превосходит среднюю квадратичную ошибку одного измерения. Систематические ошибки могут быть объяснены следующим. Наблюдения велись с камерой, неподвижно установленной в фокусе куде, без компенсации вращения поля, а телевизионная система обладает некоторой неравномерностью чувствительности по полю, как крупномасштабной, так и мелкомасштабной. Она обусловливается неравномерностями чувствительности входного фотокатода, узла мишени суперорбитона, неравномерностью свечения экрана кинескопа. В случае применения ЭОП возникают дополнительные искажения, обусловленные всеми его каскадами. При наблюдениях изображения звезд постепенно проходят области с различной чувствительностью, что и вызывает плавное изменение Δm с номером кадра. Средняя квадратичная ошибка одного измерения вычислена как без учета систематического хода Δm , так и с учетом его в наиболее характерных случаях. Оказалось, что для наблюдений 1968 г. систематические ошибки малы и их учет практически не изменяет средних значений $\bar{\sigma}_{\Delta m}$, характеризующих каждую серию наблюдений. Это объясняется применением новой передающей трубки, исключающей необходимость установки многокаскадного ЭОП. При исследовании материала наблюдений, полученного в 1967 г., исключение влияния систематических ошибок уменьшило значение $\bar{\sigma}_{\Delta m}$ для каждой серии на 20—30% (в табл. 1 приведены значения $\sigma_{\Delta m}$, полученные после исключения влияния систематических ошибок).

Зависимость ошибок измерений от яркостей звезд (после исключения систематических ошибок) рассматривалась отдельно для наблюдений 1967 и 1968 гг., поскольку проникающая способность телевизионной аппаратуры в 1968 г. была на $0^m.5$ выше (см. фиг. 3а, б). Как видно из фиг. 3, средняя квадратичная ошибка одного измерения разности блеска двух звезд существенно зависит от яркостей этих звезд. Ошибка минимальна (всего $\pm 0^m.05 \div 0^m.04$) для ярких звезд, еще лежащих на линейном участке характеристической кривой. Ошибки увеличиваются при измерении более слабых звезд, достигая $0^m.1$ в 1968 г. и $0^m.14$ в 1967 г.

Особое внимание было обращено на правильный выбор звезд сравнения. Это обусловлено следующими причинами. Телевизионная система обладает довольно значительной неравномерностью чувствительности по



Фиг. 3. Зависимость среднеквадратической ошибки одного измерения Δm от звездной величины
 a — для наблюдений 1967 г.; b — для 1968 г.

полю, что особенно важно учитывать при наблюдениях в фокусе куде. Если изменение чувствительности по полю имеет плавный характер, то выбор звезд сравнения, расположенных с разных сторон от переменной, по возможности ближе к ней, и использование осредненного значения их блеска должны существенно уменьшить возможные систематические ошибки. Кроме того, в качестве звезд сравнения используются звезды, блеск которых больше среднего блеска исследуемой звезды или равен ему (естественно, при этом звезды сравнения не должны выходить за пределы линейного участка характеристической кривой). Все эти ограничения являются довольно жесткими для выбора звезд сравнения, но вполне осуществимыми при наблюдении звезд, принадлежащих скоплениям.

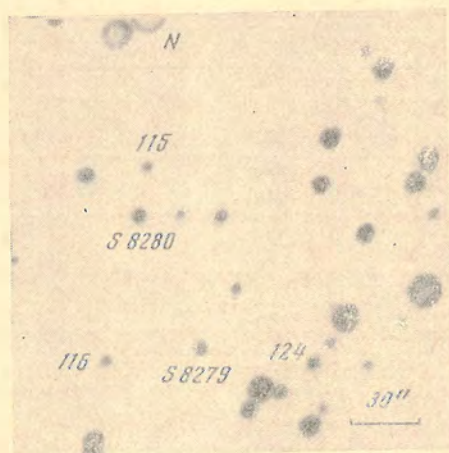
На фиг. 4 приведен телевизионный снимок области переменных звезд в рассеянном скоплении NGC 138. В качестве звезды сравнения для S 8280 была выбрана звезда № 115, для S 8279 взяты звезды № 116 и 124. Номера звезд сравнения даны по каталогу фотографических величин Сендейджа [12] (исследуемая область расположена в зоне II). В табл. 2 приведены величины V и показатели цвета $B-V$ указанных звезд:

Т а б л и ц а 2

Номер звезды	m_V	$B - V$
115	15,91	+0 ^m 74
116	16,06	+0,76
126	15,97	+0,76

Согласно [13], звезды S 8280 и S 8279 в максимуме блеска имеют $m_V = 15^m6$; 15^m8 и $B-V = +0^m9$; $+0^m7$ соответственно. На фотографии видно, что звезды S 8280 и № 115 расположены близко друг к другу; около S 8279 нет столь близкой звезды сравнения, и были выбраны звезды № 116 и 124, расположенные с противоположных сторон на почти одинаковом расстоянии от переменной звезды.

Снимки 1967 г. получены с экспозициями 40 сек. и с интервалами между снимками (время между концом одной экспозиции и началом последующей) 40 сек. (за исключением большей части снимков 8.II 1967 г., для которых экспозиции — 20 сек. и интервалы — 20 сек.); все снимки 1968 г. получены с экспозицией 2 мин. и интервалом между снимками 1 сек. Достаточно большое количество оценок блеска за сравнительно короткий период

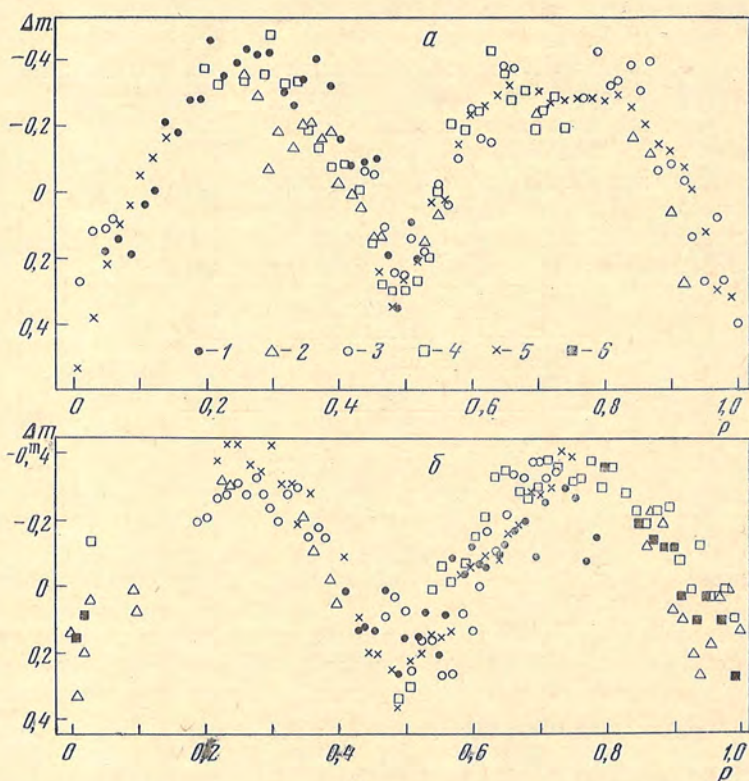


Фиг. 4. Телевизионный снимок области переменных S 8279 и S 8280

ных величин № 116 и 124. В отличие от опубликованной ранее средней кривой блеска S 8280 [14] последние восемь оценок разности звездных величин 12.III 1967 г. исправлены за систематическую ошибку на 0,01—0,05. На фиг. 5 показаны средние кривые блеска S 8280 и S 8279; различными значками обозначены результаты, полученные в разные ночи. Средние

времени позволяет получать усредненные, а следовательно, и более уверенные значения блеска переменных. Снимки 1967 г. в основном объединялись в группы по пять, а часть с 20-секундными экспозициями — в группы по десять; все снимки 1968 г. — в группы по четыре. Таким образом, за каждые 7—8 мин. времени определялось одно среднее значение блеска переменной звезды.

Результаты фотометрической обработки снимков переменных звезд приведены в табл. 3. В первом столбце указана юлианская дата, во втором даны усредненные значения разности звездных величин S 8280 и звезды № 115, в третьем — разность звездной величины S 8279 и полусуммы звезд-



Фиг. 5. Средние кривые блеска переменных

а — S 8279; б — S 8280. 1 — 8.II 1967 г., 2 — 9.III 1967 г.; 3 — 12.III 1967 г.; 4 — 23.IV 1968 г.; 5 — 24.IV 1968 г.; 6 — 30.IV 1968

Таблица 3

J. D. $\odot$	Δm		J D $\odot$	Δm	
	S 8280	S 8279		S 8280	S 8279
2439530 ^d ,			2439559 ^d ,		
	<i>m</i>	<i>m</i>		<i>m</i>	<i>m</i>
,3026	+0,02	+0,18	,3875	-0,19	-0,16
,3077	+0,14	+0,14	,3965	-0,10	-0,11
,3123	+0,13	+0,19	,4014	-0,01	+0,07
,3188	+0,14	+0,04	,4059	+0,06	+0,28
,3247	+0,02	0,0	2439562,		
,3307	+0,27	-0,21	,4182	-0,19	-0,06
,3359	+0,16	-0,18	,4228	-0,20	-0,05
,3408	+0,16	-0,28	,4275	-0,26	+0,11
,3453	+0,08	-0,28	,4321	—	+0,24
,3501	+0,21	-0,46	,4368	-0,30	+0,25
,3554	+0,09	-0,35	,4414	-0,28	+0,14
,3603	-0,08	-0,39	,4461	-0,32	+0,18
,3650	-0,03	-0,43	,4507	-0,27	-0,02
,3698	-0,11	-0,41	,4554	-0,23	+0,04
,3746	-0,06	-0,42	,4600	-0,20	-0,10
,3788	-0,05	-0,30	,4647	-0,27	-0,25
,3836	-0,09	-0,26	,4693	-0,29	-0,16
,3884	-0,12	-0,34	,4740	-0,14	-0,15
,3931	-0,16	-0,40	,4786	-0,17	-0,38
,3979	-0,19	-0,32	,4814	-0,14	-0,37
,4024	-0,08	-0,16	,5114	+0,10	-0,28
,4066	-0,25	-0,08	,5160	+0,04	-0,42
,4120	-0,34	-0,09	,5207	+0,08	-0,32
,4170	-0,29	-0,10	,5254	+0,28	-0,33
,4219	-0,26	+0,19	,5300	+0,19	-0,38
,4267	-0,07	+0,35	,5346	+0,19	-0,30
,4314	-0,14	+0,09	,5393	+0,30	-0,39
,4366	-0,35	+0,20	,5440	+0,29	-0,06
2439559			,5486	+0,09	-0,08
,2226	-0,11	-0,35	,5532	+0,14	-0,03
,2274	-0,22	-0,29	,5579	+0,01	+0,14
,2316	-0,18	-0,07	,5626	-0,16	+0,27
,2361	+0,08	-0,18	,5672	-0,10	+0,08
,2403	+0,11	-0,13	,5718	-0,21	+0,27
,2451	+0,21	-0,20	,5765	-0,33	+0,40
,2496	+0,27	-0,21	,5811	-0,32	+0,27
,2538	+0,18	-0,16	,5858	-0,37	+0,12
,2572	+0,04	-0,18	,5904	-0,37	+0,11
,2608	+0,02	-0,02	,5951	-0,32	+0,08
,2656	+0,14	+0,01	2439970,		
,2704	+0,33	+0,05	,3813	+0,35	-0,37
,2754	+0,20	+0,14	,3867	+0,31	-0,32
,2792	+0,04	+0,14	,3975	+0,02	-0,34
,2993	+0,01	+0,15	,4029	-0,05	-0,35
,3042	+0,08	+0,07	,4083	0,0	-0,47
,3486	-0,31	-0,23	,4137	-0,06	-0,32
,3514	-0,30	—	,4191	-0,14	-0,33

Таблица 3 (окончание)

J. D. $\odot$	Δm		J. D. $\odot$	Δm	
	S 8280	S 8279		S 8280	S 8279
2439970 ^d ,	<i>m</i>	<i>m</i>	2439971 ^d	<i>m</i>	<i>m</i>
,4245	-0,20	-0,18	,3843	+0,10	-0,82
,4299	-0,32	-0,13	,3898	+0,21	-0,27
,4353	-0,34	-0,07	,3952	+0,21	-0,27
,4407	-0,28	-0,08	,4007	+0,26	-0,28
,4461	-0,26	0,0	,4061	+0,36	-0,27
,4515	-0,29	+0,15	,4116	+0,23	-0,29
,4569	-0,37	+0,28	,4170	+0,21	-0,25
,4623	-0,35	+0,30	,4225	+0,15	-0,20
,4677	-0,31	+0,30	,4279	+0,16	-0,14
,4731	-0,32	+0,27	,4334	+0,14	-0,12
,4785	-0,37	+0,20	,4388	-0,03	-0,07
,4839	-0,29	-0,01	,4443	-0,05	0,00
,4893	-0,35	-0,20	,4497	-0,08	+0,12
,4947	-0,27	-0,18	,4552	-0,08	+0,30
,5001	-0,22	-0,24	,4606	-0,15	+0,32
,5055	-0,18	-0,42	,4661	-0,18	+0,54
,5109	-0,22	-0,35	,4715	-0,28	+0,38
,5163	-0,23	-0,27	,4770	-0,27	+0,22
,5217	-0,07	-0,30	,4824	-0,29	+0,10
,5271	+0,02	-0,18	,4879	-0,40	+0,04
,5271	-0,11	-0,24	,4934	-0,38	-0,05
,5325	+0,04	-0,28	,4989	-0,33	-0,10
,5379	+0,02	-0,19	2439977,		
,5433			,3531	-0,18	—
2439971,			,3585	-0,13	—
,3135	-0,37	+0,24	,3639	-0,10	—
,3189	-0,42	+0,35	,3693	-0,10	—
,3244	-0,42	+0,25	,3748	+0,04	—
,3299	-0,36	+0,20	,3802	+0,11	—
,3353	-0,34	+0,03	,3856	+0,04	—
,3407	-0,42	+0,02	,3910	+0,11	—
,3462	-0,30	-0,14	,3964	+0,28	—
,3516	-0,30	-0,24	,4019	+0,15	—
,3571	-0,18	-0,26	,4073	+0,09	—
,3625	-0,27	-0,29	,4128	-0,13	—
,3680	-0,15	-0,32			
,3789	-0,08	-0,30			

кривые блеска построены с использованием элементов:

$$S 8280 \text{ Min} = J D_{\odot} 24392374365 + 0,342452 \cdot E,$$

$$S 8279 \text{ Min} = J D_{\odot} 24392374410 + 0,285736 \cdot E,$$

приведенных в [15].

Для иллюстрации возможностей телевизионного метода исследования быстропеременных звезд на фиг. 6 отдельно приведена кривая блеска S8279, полученная по снимкам 24.IV 1968 г. Для сравнения внизу дана разность звездных величин звезд № 116 и 124. Среднее квадратичное уклонение одного значения на нижней кривой $\pm 0^m05$. Как указано в табл. 1, средняя квадратичная ошибка одного измерения разности двух звезд

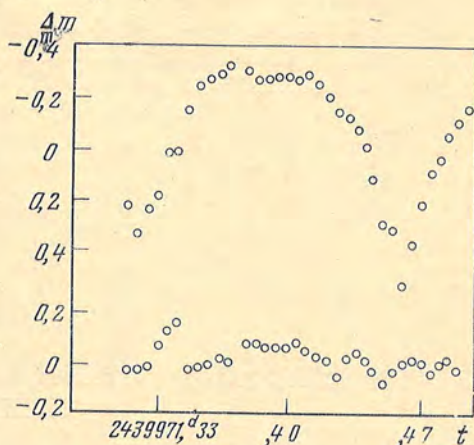
24.IV 1968 г. составила $\pm 0^m.07$, т.е. средняя квадратичная ошибка арифметического среднего четырех измерений должна быть $\pm 0^m.035$. Очевидно, на графике разности звезд сравнения есть систематические отклонения точек от среднего. Однако благодаря использованию двух звезд сравнения эти систематические отклонения в некоторой степени скомпенсировались на кривой блеска переменной. Общий вид кривой с весьма малым разбросом точек свидетельствует о довольно высокой точности метода.

Таким образом, благодаря использованию телевизионного метода удалось за 20 час. наблюдений получить 850 снимков переменных. Точность одного измерения блеска переменных на них не хуже, чем в случае фотографического метода. Отметим, что для 38 обычных фотографических снимков тех же звезд на телескопе АЗТ-5 (диаметр зеркала также 0,5 м) потребовалось 25 час. [13].

Высокое временное разрешение позволяет получать каждый телевизионный снимок (или даже несколько последовательных) за время, в течение которого блеск переменных практически постоянен. При фотографических наблюдениях за время экспозиции 40 мин. изменения блеска исследуемых звезд достигают $0^m.2$.

В заключение авторы благодарят проф. К. А. Бархатову за участие в обсуждении результатов, П. П. Петрова за помощь в наблюдениях и А. К. Дабахова за подготовку аппаратуры к наблюдениям.

23 декабря 1968 г.



Фиг. 6. Разница блеска переменной S 8279 и полусуммы блеска звезд сравнения (верхняя кривая) и разница блеска звезд сравнения (нижняя кривая), полученные по наблюдениям 24.IV 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. С. Агапов и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 33, 3.
2. Ю. С. Ефимов, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 39, 000.
3. J. A. H u n e k, J. R. D u n l a p. Sky and Telescope, 1964, 28, № 3, 2.
4. Q. A. B a k o s, J. R. D u n l a p. Astron. J., 1963, 68, 272.
5. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 289.
6. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 252.
7. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 289.
8. Н. Д. Галинский, Н. Я. Венедиктов, Л. И. Садикова. Техника кино и телевидения, 1968, № 8, 47.
9. А. Н. Абраменко. Астрон. цирку., 1970, № 555.
10. Н. Е. Курочкин, Б. В. Кукаркин. Астрон. ж., 1966, 43, № 1, 83.
11. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I, ГИТТЛ, 1951, стр. 403.
12. A. S a n d a g e. Astrophys. J., 1962, 135, 333.
13. П. Н. Холопов, А. С. Шаров. Астрон. цирку., 1966, № 377.
14. Л. Ф. Истомин. Астрон. цирку., 1967, № 448.
15. П. Н. Холопов, А. С. Шаров. Астрон. цирку., 1967, № 426, № 434.

ОБ АВТОМАТИЗАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ
ЛИНИЙ*В. В. Леушин, А. А. Якомо, Н. П. Русак*

Составлена программа для автоматического вычисления эквивалентных шириин спектральных линий по регистrogramмам на диаграммной ленте. Информация с последней автоматически снимается и заносится в ЭЦВМ «Минск-1» с помощью сконструированного в обсерватории прибора «Графоанализатор».

Описываются принципы вычислений. Точность вычислений — около 10% для W_λ от 0,1 до 0,8 Å и около 1% для W_λ от 1 до 15 Å.

ON THE AUTOMATION OF THE RELATIVE SPECTROPHOTOMETRY OF LINES, by *W. W. Leushin, A. A. Jacomo, N. P. Rusak*. — The programme has been made for the automatic computation of the equivalent widths of spectral lines. For the computation we use the tracings on a diagram paper tape. The information from the tracings is read with the instrument «Graphoanalyser» constructed at the observatory and introduced into the electronic computer «Minsk-1».

The principles of computation are described. The results of the accurate determination show ~10% for W_λ ranging from 0,1 to 0,8 Å and ~1% for W_λ ranging from 1 to 15 Å.

Обработка спектрограмм требует много времени и труда астрофизиков. Здесь мы коснемся лишь той ее части, которая относится к относительной спектрофотометрии линий. Попытки облегчить обработку спектрограмм имеют длинную историю. Первоначально регистрация их проводилась в почернениях и основное внимание астрофизиков было направлено на преобразование такой записи спектра в запись в интенсивностях [1—4]. Сейчас в этом направлении достигнут определенный прогресс, и почти в каждой крупной обсерватории имеются микрофотометры для регистрации спектров в интенсивностях. В связи с этим был рассмотрен вопрос об автоматизации обработки таких регистrogramм.

В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории разработан и изготовлен прибор «Графоанализатор», состыкованный с ЭЦВМ «Минск-1». Техническое описание прибора и принцип его действия приведены в [5]. «Графоанализатор» разработан по системе разворачивающего преобразования по структуре разомкнутого типа. Устройство ввода представляет собой электронно-оптическую систему, с помощью которой осуществляется автоматическое преобразование графической информации с бумажной ленты до 305 мм в электрические сигналы, пригодные для записи в ЭЦВМ «Минск-1», т. е. измеряет ординаты a_i (фиг. 1, а). Для вычисления площадей и контуров линий по данным, введенным в ЭЦВМ этим прибором, разработана программа.

Эквивалентная ширина линий определяется так (например, [6]):

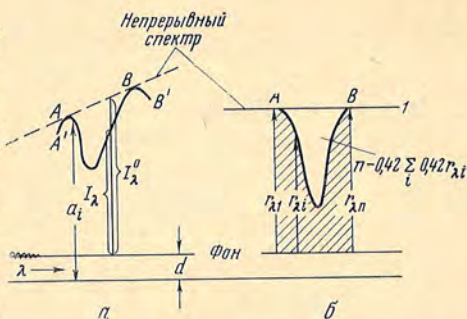
$$W_\lambda = \int (1 - r_\lambda) d\lambda = \int R_\lambda d\lambda,$$

где $r_\lambda = I_\lambda / I_\lambda^0$ (I_λ — интенсивность спектра в данной длине волны внутри линии, I_λ^0 — проинтерполированная к этой длине волны интенсивность непрерывного спектра (фиг. 1)), а интегрирование ведется по всей линии.

Для обработки на ЭВМ регистрограммы подготавливаются следующим образом: после проведения непрерывного спектра и отождествления линий на обратной стороне ленты тушью вычерчивается контур линии (фиг. 1). Для обработки блендирующихся линий их нужно «раздвигать» при вычерчивании контуров, чтобы они не перекрывались. От концов линий A и B проводятся условные кривые $A'A$ и BB' так, чтобы точки непрерывного спектра A и B стали максимумами. Эти точки с $r_\lambda = 1$ будут опорными для ЭВМ при вычислении непрерывного спектра. Измерения ординаты кривой в графоанализаторе производятся от какого-то нуля, задаваемого прибором, который для одной серии измерений является постоянным.

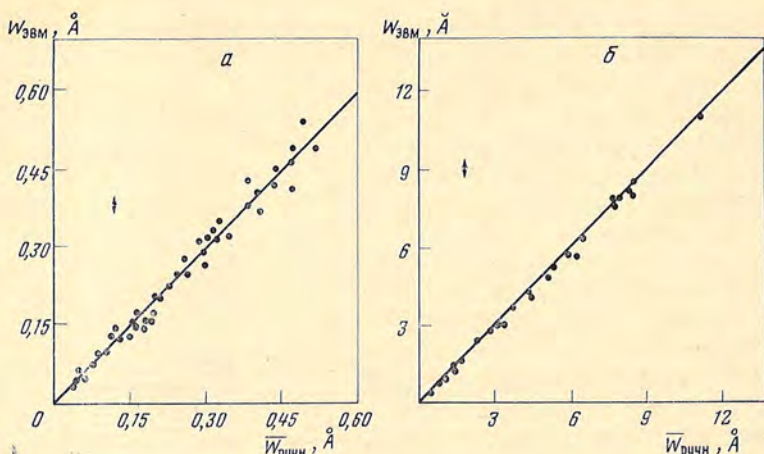
Предположим, что для фона на регистрограмме получено значение d . При измерении линии мы получаем n ординат от a' в точке A' до b' в точке B' . Нуль-пункт приводится к фону ($d = 0$). Счет идет так: ЭВМ анализирует этот массив чисел начиная с a' , находит максимум в точке A (берется разность в двух близких точках и находится место перемены ее знака). Значение a запоминается (записывается в соответствующую ячейку). Таким же образом находится точка B и значение b . Величина непрерывного спектра над линией интерполируется между a и b . При делении ординаты линии в данной точке на ординату непрерывного спектра в этой точке получаются остаточные интенсивности r_i , их можно вывести на печать. Для подсчета площади линии производится интегрирование $r_{\lambda i}$ от A до B и полученное значение вычитается из площади под непрерывным спектром между A и B (см. фиг. 1, б). Найденная величина есть площадь линии при непрерывном спектре, нормированном к единице. Для получения эквивалентной ширины ее достаточно умножить на дисперсию в данном месте. Пробные вычисления были проделаны в Крымской астрофизической обсерватории.

Для определения точности счета результаты вычислений сравнивались с «ручными» вычислениями. Последние были проделаны в три руки, чтобы исключить личные ошибки вычислителей. Получены три ряда значений $W_{\text{руч}}^i$, и подсчитано среднее арифметическое $\bar{W}_{\text{руч}}$. Результаты сравнения представлены на фиг. 2, 3. Из фиг. 2, а, б видно, что между $\bar{W}_{\text{руч}}$ и $W_{\text{ЭВМ}}$ (вычисления на ЭВМ) нет систематического различия, а разброс вызван объективными ошибками измерений (эти ошибки включают различия в наведении контуров линий для ручной и машинной обработки). В то же время фиг. 3, на которой представлены результаты обработки, выполненные одним вычислителем, показывает систематический ход отклонений $W_{\text{руч}}^1$ от $W_{\text{ЭВМ}}$, который можно представить так: $W_{\text{ЭВМ}} = 0,95 W_{\text{руч}}^1$. Это свидетельствует о небольшом завышении $W_{\text{руч}}^1$, вызванном личной ошибкой вычислителя (при усреднении этот ход исчезает). Все сравнения дают отклонения от прямой, не превышающие 10% для W_λ от 0,1 до 0,8 Å и 1% для W_λ от 1 до 15 Å (фиг. 2). Следовательно,



Фиг. 1. К определению эквивалентной ширины линий

a — измеряемый контур; b — нормированный контур; n — число измерений между A и B ; 0,42 — расстояние в мм между измерениями для использованного прибора



Фиг. 2. Сопоставление средних эквивалентных ширин линий, вычисленных вручную ($W_{\text{ручн}}$), с определенными на ЭВМ ($W_{\text{ЭВМ}}$)

Стрелка дает величину погрешности, обусловленной ошибками в дисперсионной кривой

с точки зрения точности этот способ вполне приемлем (обычная спектрофотометрическая точность 20% для слабых линий и 5% для сильных).

В программе вычисления W_λ предусмотрено исключение одиночных помех. Массив чисел (ординат), введенных в машину с диаграммной ленты, анализируется так, что если из трех идущих подряд чисел a_1, a_2, a_3 среднее a_2 имеет резкое отличие от a_1 и a_3 (т. е. если $a_1 \approx a_3, a_2 \gg \ll a_1$), то a_2 заменяется на a_1 ; если же существует непрерывное изменение ($a_1 < a_2 < a_3$ или $a_1 > a_2 > a_3$), то исправления не вносятся. Дискриминатор этого типа не исключает групповых помех, но при нормальной работе графоанализатора они не имеют места.

Вся программа занимает 530 (в восьмиричной системе) ячеек.

Подобным образом можно обрабатывать спектры, зарегистрированные в почернениях. Для перевода почернений в интенсивности в ЭВМ необходимо будет ввести характеристическую кривую и положение линии на диаграммной ленте, соответствующей бесконечной засветке (темнота). По заданной характеристической кривой для каждого значения почернения получается значение интенсивности, а затем счет идет, как и раньше, для регистрограмм в интенсивностях. В этом случае выигрыш существен, поскольку отпадает промежуточный источник ошибок — узел преобразователя почернений в интенсивности (ошибки здесь возникают главным образом из-за нестабильности работы электронной схемы преобразователя), так как машинный перевод гораздо точнее. Но для этого необходимы регистрограммы в почернениях (можно использовать и регистрограммы, полученные с микрофотометром Молля, переводя запись на диаграммную ленту). Можно ввести в машину дисперсионную кривую, чтобы избежать пересчета полученных результатов в W_λ ; однако ввиду малой оперативной памяти ЭЦВМ «Минск-1» это для нас было нецелесообразно (так как пришлось бы сократить участки регистрограмм, вводимых в ЭЦВМ, сейчас они равны 30—100 см в зависимости от частоты измерений).

Вероятно, самым большим недостатком предложенного метода является необходимость вводить уже сглаженные контуры линий. Возможно создание программы, с помощью которой можно будет усреднять зерно в контурах линий. Это было бы гораздо выгоднее, так как, производя регистрацию спектра на чистой стороне диаграммной ленты, можно исключить операцию проведения контуров, что значительно облегчает работу. Однако для этого необходима ЭВМ с большой оперативной памятью (для

вычисления непрерывного спектра нужна большая подпрограмма). Непрерывный спектр можно рассчитать по нескольким опорным точкам (точки берутся с регистрограммы), которые вводятся в ЭВМ как с пульта, так и вместе со спектром на диаграммной ленте.

Можно также автоматизировать и обработку регистрограмм «шотландским» методом [7]. По этому методу производят усреднение регистрограмм одной и той же звезды, суммируя интенсивности спектров в точках с одной и той же длиной волны, причем зернистость фотопластинок сглаживается (эта операция до некоторой степени равнозначна получению спектров с большим расширением). Шотландский метод позволяет выявлять очень слабые линии. Если регистрограммы будут иметь одинаковую дисперсию

то нужно будет начинать измерения одной и той же длины волны, а затем, сложив полученные ординаты для нескольких регистрограмм, которые выбраны для такой обработки, производить расчеты, как и раньше. Очевидно, что если регистрограммы получены в почернениях, то их нужно переводить в интенсивности. В случае необходимости обработки спектров с разной дисперсией надо ввести подпрограмму для вычисления длины волны соответствующих точек. Вывод, вероятно, можно сделать как цифровым, так и графическим (в последнем случае необходима приставка, переводящая цифровую информацию в графическую).

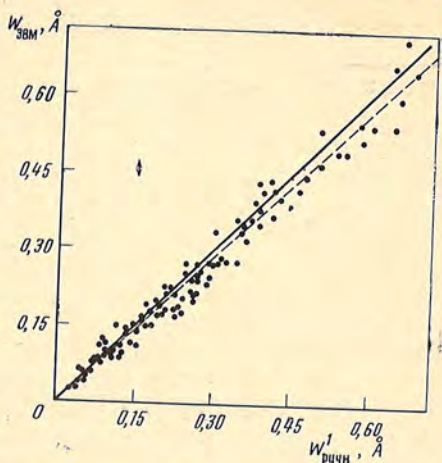
Заметим, что для обработки спектров шотландским методом можно вводить информацию в ЭВМ прямо с микрофотометра, а затем выводить на печать или (с помощью графопостроителя) на диаграммную ленту для дальнейшей обработки.

В последнее время появились предложения совсем исключить получение и обработку регистрограмм. Исследования в этом направлении ведутся, в частности, в Эдинбургской обсерватории [8, 9].

В заключение необходимо отметить, что описанный здесь метод измерения эквивалентных ширин линий и их контуров значительно сокращает время обработки. Измерение интенсивных линий (с W_λ от 1 до 15 Å) ускоряется раз в 30, а линий с W_λ от 0,1 до 1 Å примерно в 5—10 раз (здесь требуется много времени на вычерчивание контуров, однако при этом не учитывается, что и прежний метод обработки требует того же).

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Н. В. Годовникову за составление программы для расчетов.

25 февраля 1968 г.



Фиг. 3. Сопоставление эквивалентных ширин из измерений [одного вычислителя ($W_{\text{ручн}}^1$) с определениями на ЭВМ ($W_{\text{ЭВМ}}$)

Литература

1. П. П. Добронравин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 9, 68.
2. C. S. Beals. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1944, 38, N 2, 65.
3. Э. В. Кононович. Новая техника в астрономии, 1963, стр. 158.
4. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 331.
5. А. А. Якомо. Приборы и техника эксперимента (в печати).
6. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
7. E. A. Baker. Publ. Roy. Obs. Edinburg, 1949, 1, 15.
8. P. B. Fellgett, H. Seddon. Publ. Roy. Obs. Edinburg, 1962, 3, N 1.
9. G. T. Thompson. Abund. Determin. in Stellar Spectra. I. A. U. Symp. N 26, 1966, 51.

О НАБЛЮДЕНИЯХ ДАЛЕКИХ ИСКУССТВЕННЫХ
КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

*В. Ф. Анисимов, С. Г. Браунфельд, Т. С. Галкина,
П. П. Добронравин, В. М. Можжерин, В. Е. Прокофьев,
Н. С. Черныш*

Описываются три метода определения координат далеких искусственных космических объектов:

- а) фотографирование с экрана электронно-оптического преобразователя;
 - б) фотографирование с экрана телевизионной установки;
 - в) визуальные наблюдения изображений искусственных космических объектов на экране монитора и определение координат по шкалам пульта управления телескопа.
- Показано, что метод визуального наблюдения с непосредственным отсчетом координат дает более точные результаты и требует меньше всего времени для наблюдений.

ON THE OBSERVATIONS OF SPACE PROBES, by V. F. Anisimov, S. G. Braunfeld, T. S. Galkina, P. P. Dobronravin, V. M. Mozhzherin, V. K. Prokofyev, N. S. Chernykh. Three methods of tracking of space probes are described:

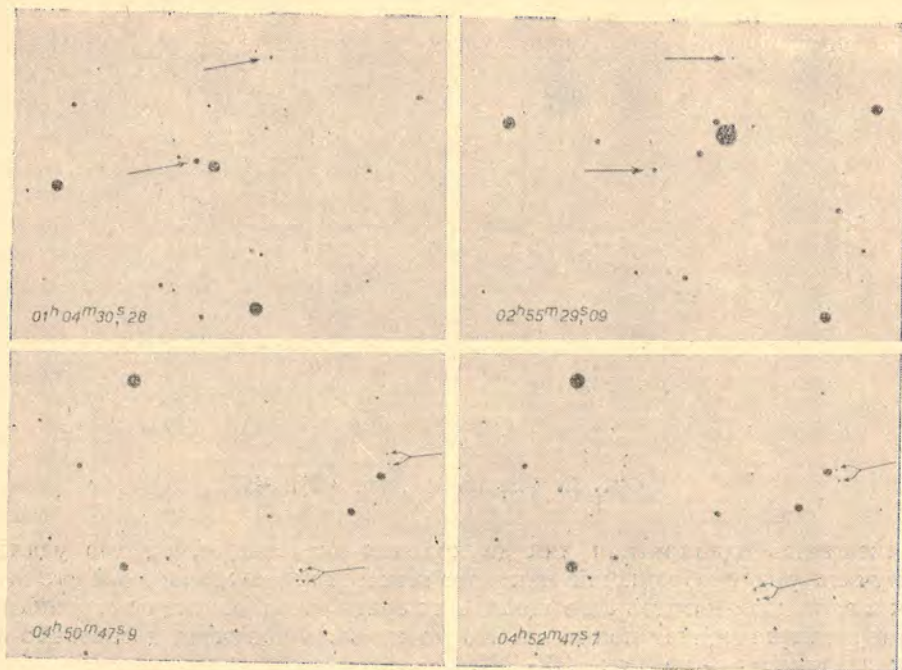
- a) photographing the image-converter screen;
- b) photographing a closed TV-system screen;
- c) visual observations of space probe images on the TV-system screen and reading the object coordinates on the operating console dials of the telescope.

The method of visual observations with direct coordinates reading gives the more precise results in a very short time.

При запусках искусственных космических объектов типа «Зонд» или автоматических межпланетных станций типа «Луна» весьма важно возможно быстрее получить их точные координаты. В этом отношении оптические методы могут иметь несомненное преимущество перед радиометодами, давая возможность получить документ — изображение объекта среди окружающих звезд — и точно измерить координаты объекта.

Но при выполнении этой работы наблюдатель неизбежно сталкивается с большими трудностями. Как правило, объект будет достаточно слабым, его блеск подобен блеску звезд 13—15^m. В то же время его движение будет достаточно быстрым — обычно в пределах 0,5—1,5"/сек. Если принять диаметр турбулентного диска изображения звезды равным 2", то при гидировании по звездам максимальная полезная экспозиция будет порядка 2 сек; дальнейшее же экспонирование вызовет лишь растяжение изображения, но не увеличит его фотографический эффект.

Можно было бы применить метод Меткофа, смещая телескоп по отношению к звездам так, чтобы изображение объекта оставалось на одном месте негатива. Но в этом случае звезды будут изображаться штрихами, что уменьшит точность измерения, и на негативе получатся только наиболее яркие звезды. Таким образом, метод Меткофа применим лишь при использовании астрографов с широким полем зрения и сравнительно короткофокусных. В этом случае не внесет больших неудобств растяжение



Фиг. 1. Снимки АМС «Марс-1»

или искривление изображения объекта, которое при нестрогом учете скорости движения объекта будет отлично от точки.

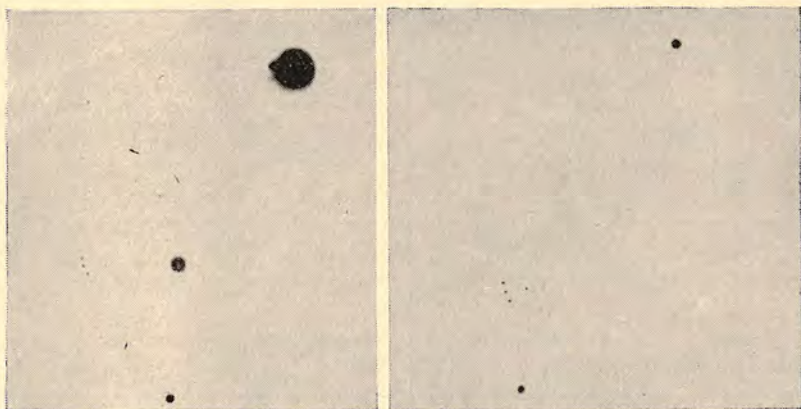
Но астрографы с широким полем зрения обычно не имеют большого отверстия, и для них объект будет доступен, лишь когда он яркий, на самой начальной части траектории. Крупные же телескопы-рефлекторы всегда имеют малое поле зрения, что создает дополнительные трудности поиска объекта.

Дело в том, что сразу после запуска движение объекта известно с довольно большой ошибкой, и можно говорить лишь о вероятности нахождения его в пределах некоторого «эллипса рассеяния», всегда значительно большего, чем поле зрения крупного телескопа. Поэтому в начале работы бывает необходимо покрыть серией снимков весь этот эллипс для уверенного обнаружения объекта. При значительной длительности экспозиции (порядка минут) такая серия снимков потребовала бы недопустимо много времени. А это может привести к тому, что полученные с опозданием координаты вообще потеряют актуальность.

Далее, в поле зрения может оказаться достаточно много звезд примерно того же блеска ($13-15^m$), и выделить среди них сам объект будет нелегко. Нужны особые приемы, например двух- или трехкратные экспозиции с некоторым интервалом времени, дающие изображение объекта в виде 2—3 близких точек. Это еще больше снизит темп работы. Таким образом, даже для самых крупных телескопов, типа 2,6-метрового рефлектора им. академика Шайна (ЗТШ), задача оказывается весьма нелегкой.

Все эти трудности могут быть преодолены с помощью электронных усилителей света — электронно-оптических преобразователей или телевизионных установок. Применение их позволяет сократить необходимую экспозицию до немногих секунд, что дает возможность достаточно быстро сделать снимки участков неба, охватывающих в целом весь «эллипс рассеяния», применяя при этом многократные экспозиции.

Описанная методика была применена в Крымской астрофизической обсерватории при наблюдениях АМС (автоматической межпланетной станции) «Марс-1» 1.XI 1962 г. (фиг. 1). Тогда делались лишь первые опыты,



Фиг. 2. Снимки станции «Луна-4»

применялась однократная или двукратная экспозиция, однако удалось получить ряд изображений как автоматической межпланетной станции, так и ее ракеты-носителя и выделить их среди звезд (отмечены стрелками). Измерения координат показали, что может быть получена достаточно высокая точность — не ниже 10—20".

В дальнейшем методика наблюдений была усовершенствована. При наблюдениях автоматической станции «Луна-4» применялись троекратные экспозиции на каждом кадре киноплёнки, что позволило легко выделить изображение объекта среди звезд. Вероятность чисто случайного нахождения трех звезд, расположенных на одной прямой и на равных расстояниях, очень мала. Интервалы времени между последовательными экспозициями в пределах одного кадра выбирались такими, чтобы видимые расстояния между изображениями объекта были около 0,5 мм.

Программа фотографирования составлялась таким образом, что каждый кадр перекрывался на половину следующим как по прямому восхождению, так и по склонению. Этим достигались две цели: во-первых, объект, оказавшийся на краю какого-либо кадра, с большей степенью вероятности размещался вблизи центра одного из перекрывающих; во-вторых, подозрительные точки на одном кадре всегда могли быть проверены по перекрывающим. Практика подтвердила справедливость этих расчетов.

Для ускорения работы был изготовлен специальный программный автомат, с помощью которого после нажатия кнопки осуществлялись три экспозиции заданной длительности и с заданными перерывами, а также перемотка пленки для следующего снимка¹.

У ЗТШ есть устройство, позволяющее задавать во время экспозиции координаты следующей точки по эфемериде. Таким образом, наблюдатель имеет возможность подготовить координаты заранее, а программирующее устройство в соответствующий момент автоматически включает систему, переводящую телескоп в новое положение. Сочетание всех упомянутых устройств помогает вести наблюдения в быстром темпе, затрачивая на съемку одного кадра (три последовательных снимка объекта) менее 30 сек.

На фиг. 2 приведены примеры снимка станции «Луна-4», где видны три равноотстоящих изображения объекта, расположенные на одной прямой. Однако последующая обработка снимков довольно сложна (см. ниже), и координаты объекта могут быть получены не ранее чем через 2—2,5 часа после момента наблюдения. Таким образом, общая оперативность метода довольно невысокая.

¹ Этот автомат был создан Б. П. Абражевским и К. Я. Лиморенко, которым авторы выражают благодарность.

Применение телевизионного метода, фотографический вариант

Одновременно с применением на ЗТШ описанного фотографического метода определения координат быстро движущихся слабых объектов на телескопе МТМ-500 проводились эксперименты по применению телевизионной аппаратуры в сочетании с ЭОП. Схема установки, методика работы и некоторые результаты приведены в [1, 2].

Еще раньше при фотографировании объекта с экрана ЭОП было замечено, что вычисление координат существенно упрощается, если случайно на кадре объект оказывается очень близко около звезды, которую легко отождествить на звездной карте. Задача сводится тогда к определению координат этой звезды с помощью опорных звезд и введению небольшой поправки на положение объекта.

При наличии телевизионной аппаратуры возможно визуальное обнаружение объекта и сопровождение его во все время наблюдения. При этом объект всегда находится в центре поля зрения экрана монитора. Фотографирование его производится в такие моменты, когда он при своем движении проходит или среди какой-нибудь характерной конфигурации звезд, или вблизи звезды. В этом случае повышается точность определения координат. Действительно, объект находится в середине поля зрения и недалеко от звезды сравнения; ошибки дисторсии здесь невелики или пренебрежимы, как это следует из изложенного далее и фиг. 4.

Другим преимуществом такого фотографически-телевизионного метода является фотографирование только нужных кадров; нет необходимости просматривать много «пустых» кадров, как это имеет место при фотографировании большого числа кадров «эллипса рассеяния».

Необходимо отметить, что оперативность этой методики также невелика; нужно произвести измерения положения объекта и звезд на кадре и карте и необходимые вычисления. Все же процесс обработки таких кадров несколько сокращается, и координаты можно выдать примерно через 1 час после получения соответствующего кадра. В наблюдениях на МТМ-500 и разработке этого варианта методики принимали участие Ю. С. Ефимов, И. М. Копылов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, К. К. Чуваев.

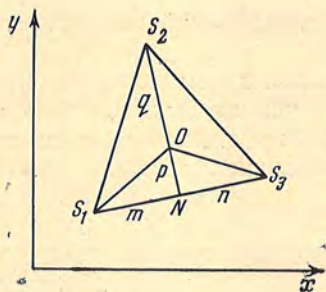
Описанная методика докладывалась неоднократно на различных совещаниях в СССР, а также на XV сессии Международной астрономической федерации (Варшава, 1964), на XII Генеральной Ассамблее Международного астрономического союза (Гамбург, 1964), на IX пленуме КОСПАР (Вена, 1966) [3], на XVI конгрессе МАФ (Афины, 1966) и на семинаре наблюдателей искусственных спутников Земли (ГДР, 1966).

Вычисление координат объекта

Как уже отмечалось, определение сферических координат объекта, по возможности более точных, отнесенных к определенному моменту времени, является основной задачей наблюдений. При этом определение координат необходимо выполнить сразу же после обнаружения и отождествления объекта. В этом заключается специфика обработки материалов наблюдений.

Регистрация момента времени наблюдения производится с помощью печатающего хронографа, который включается автоматом, открывающим затвор камеры. Точность определения времени составляет 0,2—0,3 сек., что намного превышает точность определения координат.

Поле зрения телескопа при работе с ЭОП весьма мало ($\sim 10'$), поэтому звезды с известными координатами, как правило, в это поле не попадают. Отсюда возникает необходимость для редукции координат объекта иметь достаточно широкоугольную фотографию данной области неба с центром, близким к центру исследуемого кадра (не далее 3°). В качестве таких



Фиг. 3. Схема вычисления координат

фотографий мы использовали копии карт Палмарского атласа звездного неба. Для предварительного отождествления кадров, в которых обнаружен объект, используются увеличенные репродукции этих карт, сделанные приблизительно в масштабе снимков с телескопом. После того как объект найден на снимке и на карте отождествлена область, производится определение его сферических координат. Выполняется оно в два этапа.

Первый этап заключается в отождествлении по меньшей мере трех звезд в кадре и на карте. Звезды желательно выбрать так, чтобы объект оказался внутри образуемого ими треугольника (фиг. 3), а сам треугольник был достаточно мал, чтобы избежать ошибок за счет искажения поля по мере удаления от центральной части поля зрения. По этой же причине желательно выбирать для обработки такие кадры, в которых объект расположен возможно ближе к центру. Указанные три звезды образуют так называемый базовый треугольник и надежно измеряются в некоторых произвольных системах прямоугольных координат (система кадра и система карты). Базовый треугольник позволяет определить барицентрические координаты объекта, инвариантные к аффинному преобразованию («депенденсы» в методе Шлезингера). Эти инварианты вычисляются по измеренным координатам (x, y) объекта и базовых звезд в системе кадра. На основе полученных значений инвариант и измеренных в *системе карты* прямоугольных координат (X, Y) тех же базовых звезд вычисляются «измеренные» прямоугольные координаты объекта в системе карты. В этой же системе измеряются прямоугольные координаты трех-четырех опорных (каталожных) звезд, которые вместе с вычисленными «измеренными» координатами объекта служат основой для точной редукции обычными методами. В этой редукции и заключается второй этап обработки, который дает сферические координаты объекта, отнесенные к равноденствию каталога.

Из всего сказанного видно, что этот способ оказывается несколько громоздким и усложняет обработку, но он позволяет получить результат более точный, чем если бы положение объекта на глаз (или проекцией с уменьшением) наносилось на карту, не говоря уже о совершенной непригодности для этой цели упомянутых репродукций карт, которые имеют заметные искажения, особенно на краях.

Следует отметить, что на первых порах для вычислений координат по указанному способу при срочной обработке мы использовали упрощенные формулы¹ интерполяционного метода А. А. Киселева [4], разработанного им для редукции координат искусственных спутников Земли. При использовании только членов первого порядка получались результаты, которые отличались не более чем на 1—2" от результатов, вычисленных по точным формулам. Поэтому такой способ приближенной обработки может быть рекомендован и для других случаев (когда указанная точность достаточна, а результат получается с наименьшей затратой сил и времени), например при определении положений комет.

Приближенные формулы имеют вид (см. фиг. 3)

$$\alpha_0 = \alpha_N + b_1 \Delta \alpha_N, \quad \delta_0 = \delta_N + b_1 \Delta \delta_N,$$

где α_N и δ_N — координаты фиктивной звезды, вычисляемые по формулам

$$\alpha_N = \alpha_1 + a_1 \Delta \alpha, \quad \delta_N = \delta_1 + a_1 \Delta \delta.$$

¹ Частное сообщение А. А. Киселева.

Здесь

$$a_1 = \frac{m}{m+n} = \frac{m/n}{1+m/n}, \quad b_1 = \frac{p}{p+q} = \frac{p/q}{1+p/q},$$

m, n, p, q — параметры интерполяции, представляющие собой удвоенные площади треугольников:

$$m = \Sigma_{120}, \quad n = \Sigma_{230}, \quad p = \Sigma_{103}, \quad q = \Sigma_{120} + \Sigma_{230};$$

Σ_{123} — удвоенная площадь треугольника с вершинами $S_1 S_2 S_3$,

$$\Delta\alpha = \alpha_3 - \alpha_1, \quad \Delta\delta = \delta_3 - \delta_1, \quad \Delta\alpha_N = \alpha_2 - \alpha_N, \quad \Delta\delta_N = \delta_2 - \delta_N.$$

Вычисление координат описанным методом двойной интерполяции существенно облегчается и ускоряется при использовании ЭВМ. У нас составлены соответствующие программы для машины «Минск-1», и все вычисления производятся на ней. Однако наиболее трудоемкие операции по отождествлению и измерению прямоугольных координат на снимках и на картах остаются.

На точность определения координат описанным фотографическим методом влияют следующие факторы (в порядке убывания величины ошибок): 1) дисторсия ЭОП; 2) ошибки измерения паломарских карт; 3) ошибки измерения негатива; 4) ошибки каталожных положений звезд.

Дисторсия ЭОП представляет весьма неприятное явление как в смысле величины вносимых ошибок, так и в смысле трудности их учета. Поэтому дисторсия рассматривается отдельно. Что касается других источников ошибок, то положение здесь таково. Ошибка измерения карты с помощью миллиметровой палетки и масштабной лупы составляет около $\pm 0,05$ мм. При масштабе карты $67''$ в 1 мм это даст $\pm 3''$ в координатах каждой звезды, или $\pm 2''$ в прямоугольных координатах объекта в системе карты и $\pm 3''$ в окончательном положении.

Масштаб кадра примерно $20''$ в 1 мм, диаметр изображений базовых звезд и объекта около $0,1$ мм. Ошибка измерения объекта относительно звезд с помощью палетки и лупы достигает $\pm 0,1$ мм, т. е. $\pm 2''$.

Опорные звезды выбираются из каталога AGK₂, а для отрицательных склонений — из Йельского каталога. Ошибки каталожных положений опорных звезд, если не учтены собственные движения, могут достигать $1-3''$.

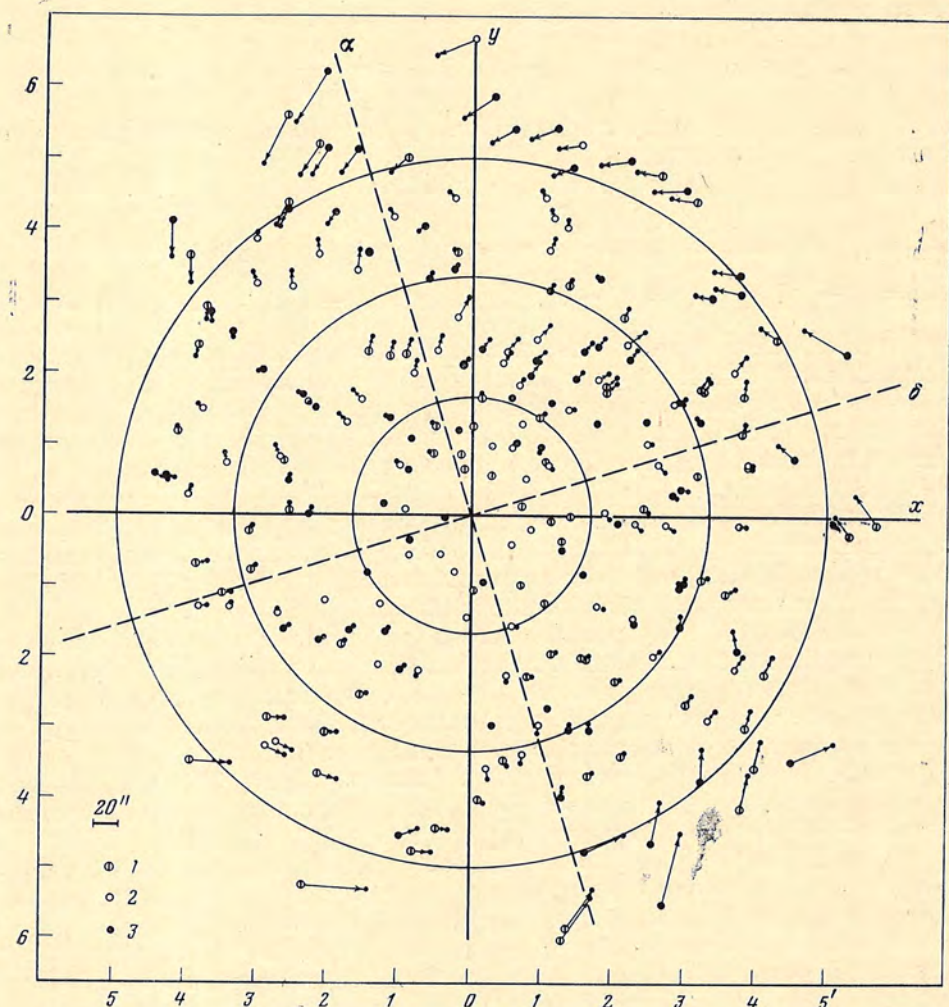
Ошибками редукционных вычислений методом Шлезингера (для которого у нас разработаны программы) можно пренебречь, так как они во много раз меньше каждой из перечисленных ошибок.

Таким образом, из-за влияния всех перечисленных ошибок, кроме дисторсии, координаты объекта определяются с ошибкой около $\pm \sqrt{3^2 + 2^2 + 2^2} \approx \pm 4''$ (если ошибки суммировать по правилу сложения случайных ошибок). Дисторсия ухудшает точность результата в несколько раз.

Учет дисторсии. Дисторсия ЭОП; ее исследование и влияние

Поле электронно-оптической системы обладает значительной дисторсией. Поэтому при определении точных координат космических объектов необходимо было предварительно оценить эту дисторсию.

Для этой цели были выбраны два звездных скопления (NGC 1528 и NGC 6866). При помощи камеры с ЭОП было получено несколько фотографий этих скоплений, разделенных длительными промежутками времени. Скопления содержат достаточное количество измеримых и равномерно расположенных по полю ЭОП звезд (88 звезд для NGC 1528 и 105 для NGC 6866). При фотографировании скоплений особое внимание обращалось на постоянство напряжения на ЭОП.



[Фиг. 4. Картина дисторсии в поле ЭОП по наблюдениям скопления NGC 1528
1 — 29.XII 1962 г.; 2 — 28.I 1963 г.; 3 — 26.III 1963 г.

Полученные кадры сопоставлялись с данными каталога [5] или снимками этих скоплений, полученных на фотопластинках с помощью астрографа Пулковской обсерватории¹.

В центре поля зрения камеры, фотографирующей звездные поля через ЭОП, на защитном стекле было нанесено перекрестие. На измерительном микроскопе УИМ-21 измерялись прямоугольные координаты звезд на кадрах ЭОП относительно начала координат в центре перекрестия. Измерялись далее прямоугольные координаты этих же звезд скоплений на фотопластинках пулковского астрографа; в этом случае начало координат произвольное и определялось положением фотопластинки на столике микроскопа.

Величины смещений изображений звезд на кадре, вызванных дисторсией, определялись путем сравнения прямоугольных координат, измеренных на кадре ЭОП, с измеренными координатами на фотопластинке или приведенными в каталоге [5]. Для этой цели производился перевод коор-

¹ Авторы благодарят А. А. Киселева за предоставление для измерений полученных им фотопластинок.

динат системы фотопластинки или каталога в систему координат кадра путем преобразования

$$x = a\xi - b\eta, \quad y = b\xi + a\eta. \quad (1)$$

Здесь x и y — координаты в системе кадра, ξ и η — каталожные координаты или координаты на фотопластинке. Коэффициенты a и b преобразования (1), выражающего приведение к одному масштабу и поворот осей, находились по способу наименьших квадратов по выбранным определенным образом звездам скопления. Для упрощения расчетов не учитывалось возможное изменение масштаба по полю кадра. Выбиралось не менее 15 звезд, расположенных в центральной части кадра, в радиусе не более $1-1',5$, где дисторсия практически невелика.

На фиг. 4 показаны результаты такого сопоставления по снимкам скопления NGC 1528. Разными значками изображены измеренные прямоугольные координаты звезд скопления на кадрах ЭОП, полученные в разные сроки при экспозиции 2 сек. Точками показаны вычисленные по формулам (1) положения звезд скопления по измерениям на фотопластинке для первых двух дат и по данным каталога [5] для 26.III.1963 г.

Из рассмотрения рисунка можно сделать вывод, что характер смещения изображений по полю в течение трех месяцев практически не изменился. Величина смещений сильно возрастает на краю поля. В радиусе от $1,5$ до $4',5$ величина смещения достигает $20-25''$, а за пределами радиуса $4',5$ доходит до $1'$.

Таким образом, если объект или звезды сравнения находятся за пределами круга в $1',5$, необходимо учитывать влияние дисторсии. Это можно было сделать следующим образом: измеряемый кадр проектируется с соответствующим увеличением на чертеж такой схемы. Измерения положения объекта и звезд сравнения производились на такой проекции с учетом смещений, показанных на схеме. Так как смещения изображений звезд вне круга с радиусом $1',5$ довольно велики и точный учет их затруднителен, то в процессе работы мы выбирали такие кадры, где объект и звезды сравнения располагались внутри этого круга.

Метод прямого отсчета координат¹

Легко видеть, что существенным недостатком описанных методов наблюдения является их малая «оперативность». В самом деле, необходимо значительное время на проявление киноплёнки, отождествление объекта среди звезд, отождествление места на карте, измерение прямоугольных координат звезд (дважды — в кадре и на карте) и объекта и вычисления. Как показал опыт, координаты могут быть определены с задержкой на $1,5-2$ часа после момента наблюдения.

В то же время при наблюдении автоматической станции «Луна-7» телевизионным методом на телескопе МТМ-500 станция была уверенно обнаружена на экране кинескопа, после чего за ней можно было следить в течение длительного времени. Поэтому представляло большой интерес пытаться непосредственно определять координаты станции, ставя объект в определенную точку экрана кинескопа и отсчитывая положение телескопа.

Система отсчета координат ЗТШ имеет цену деления 1 сек. по прямому восхождению и $10''$ по склонению; таким образом, возможен отсчет с точностью примерно $0,2$ сек. и $2''$ по обеим координатам соответственно. Но возникал вопрос: обеспечит ли такую точность система передачи координат телескопа на пульт управления, система сельсинов?

¹ Метод предложен А. Б. Северным.

Специально проведенные опыты показали, что отсчет может быть достаточно точным при условии, если перемещения телескопа не слишком велики, порядка 2° . В этом случае система достаточно стабильна и возможны дифференциальные определения координат с требуемой точностью. При таких перемещениях телескопа незначительно меняются его гнутые, коллимация главного зеркала и т. д. и может быть обеспечено определение координат с точностью около $\pm 5''$.

В то же время метод прямого отсчета координат позволяет весьма существенно ускорить работу, избавляя от многих промежуточных этапов работы. В этом случае координаты могут быть получены всего через 15—25 мин. после наблюдения.

Но в начале наблюдений бывает неизвестна поправка положения объекта по отношению к расчетным данным — предварительной эфемериде. Поэтому приходится начинать наблюдения фотографическим методом, делая снимки с экрана монитора тем же методом, который описан ранее. Но одновременно ведется визуальное наблюдение по экрану второго, параллельно включенного монитора, где объект может быть обнаружен визуально, после чего можно перейти на прямые отсчеты.

Для более уверенного обнаружения движущегося объекта перед экраном монитора ставится сетка, по отношению к которой легче заметить смещение точки, чем по отношению к сравнительно далеко расположенным звездам.

Если же объект не удается обнаружить визуально, то после проявления киноленты достаточно знать номер кадра, чтобы навести телескоп на нужный участок неба и путем более тщательных поисков выделить объект по его движению среди звезд. И в том и в другом случае точные измерения положения на негативах не нужны.

Метод непосредственного отсчета координат был впервые применен нами при наблюдениях станций «Луна-11» и «Луна-12». При этом «Луна-11» была найдена сначала на пленке, а «Луна-12» обнаружена визуально на экране до проявления пленки. Опыт наблюдения обеих станций показал, что метод прямых отсчетов при его высокой оперативности дает результаты даже лучше, чем фотографический метод, так как полностью устраняется трудно учитываемое влияние дисторсии.

Впоследствии было найдено возможным отказаться от предварительного фотографирования центральной области эллипса рассеяния для обнаружения объекта. Оказалось, что при некотором увеличении времени просмотра поля зрения практически всегда можно найти объект визуально, если его действительная траектория не очень сильно отличается от расчетной.

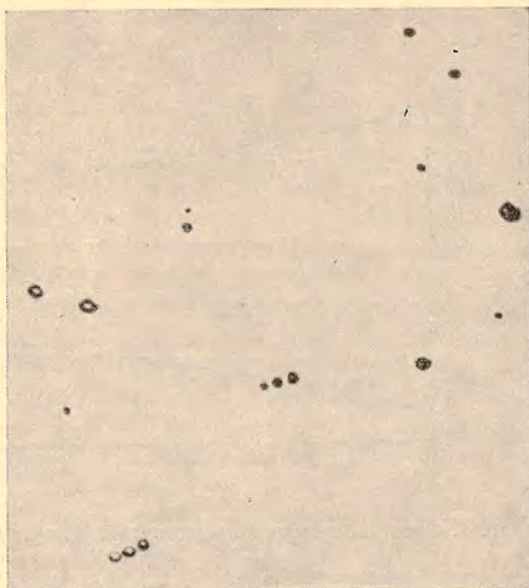
Наблюдения ведутся следующим образом. После того как объект обнаружен на экране монитора, он движением телескопа ставится в центр экрана. В этот момент делается отметка времени на печатающем хронографе. Наведение на объект делается дважды для исключения случайных ошибок, после чего отсчеты координат и моменты времени осредняются. Если видны два объекта (станция и ракета-носитель), наводка делается на оба для последующего, более уверенного выделения нужного. Далее делаются наведения на 3—4 опорные звезды с известными координатами, расположенные не далее $1,5\text{--}2^\circ$ от объекта. По координатам этих звезд определяются поправки системы отсчета телескопа. Затем повторяются две наводки на объект.

Поправки, определенные по опорным звездам, дают возможность перейти от отсчитанных координат объекта непосредственно к его координатам в системе, отнесенной к эпохе координат опорных звезд, т. е. устраняется даже необходимость учета прецессии — он делается автоматически. Таким образом, каждая серия наблюдений дает в результате два положения объекта, разделенные по времени на 15—20 мин. Эти положения уже не



Фиг. 5. Контрольный снимок станции «Луна-12»

В центре — ракета-носитель, справа сверху — автоматическая станция



Фиг. 6. Контрольный снимок станции «Луна-12»

В центре автоматическая станция, влево — ниже — ракета-носитель

осредняются. Два независимых положения дают возможность более уверенно вводить данные в последующие вычисления орбиты.

В дальнейшем, однако, было решено не усреднять результаты двух последовательных наведений, а, увеличив число наведений на объект до 4—5 в одной серии, сохранять все результаты отсчетов как равноправные.

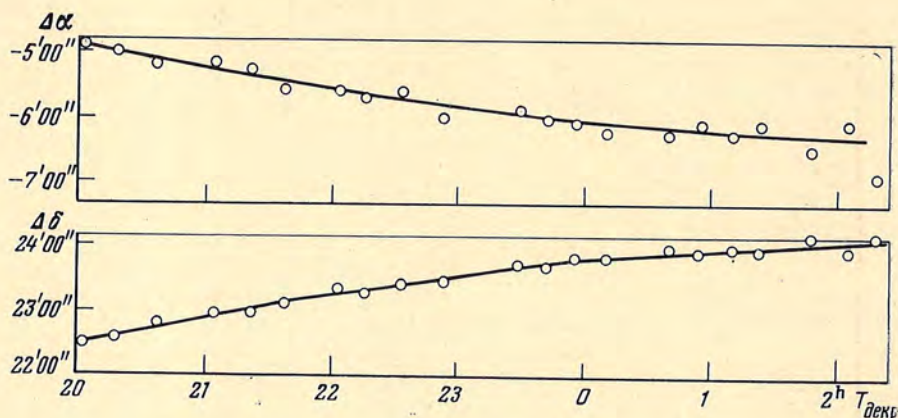
Проведенные нами опыты показали, что при небольших перемещениях телескопа источники ошибок — гнутые телескопа, коллимация главного зеркала, люфты в различных передачах, ошибки системы сельсинов — или остаются постоянными, или меняются достаточно медленно и плавно для того, чтобы их можно было считать исключенными при осреднении отсчетов на 3—4 опорные звезды. Этот вывод подтверждался неоднократно.

Однако в дальнейшем для большей уверенности, видимо, следует принять несколько иную схему наблюдений: опорные звезды — объект — опорные звезды — объект — опорные звезды. Не увеличивая требуемого для наблюдений времени, эта схема, более «классическая» с точки зрения астрометрии, повысит уверенность в результатах.

К сожалению, всегда приходится определять положение слабого объекта по отношению к значительно более ярким опорным звездам, которые редко бывают слабее 10^m . Изображения объекта и опорных звезд на экране монитора существенно различны, и это различие может быть причиной систематической ошибки, аналогичной «уравниванию яркости» при астрометрических наблюдениях. Однако некоторые специальные эксперименты, сделанные нами, дают основание считать, что такая ошибка, во всяком случае, невелика и не может существенно исказить результаты.

Как уже упоминалось, при каждом наведении на объект делается отметка времени печатающим хронографом. При этом одновременно включается описанное выше программное устройство и автоматически делается (с другого монитора), снимок поля зрения, позволяющий в дальнейшем, в случае появления каких-либо сомнений, проверить правильность отсчитанных координат по сопоставлению снимка с картой.

Примеры таких контрольных снимков, полученных при наблюдениях «Луны-12», приведены на фиг. 5 и 6. При этом на фиг. 5 в центре видно изо-



Фиг. 7. Сопоставление наблюдаемых и эфемеридных положений для станции «Луна-12»

бражение ракеты-носителя, а справа сверху — станции, а на фиг. 6 в центре станция, слева внизу — ракета-носитель.

Точность определения координат методом прямого отсчета может быть оценена с двух сторон.

1. Внутренняя сходимость инструментальных поправок характеризует точность наведения на звезды и устойчивость инструментальной системы на протяжении одной серии наблюдений (12—15 мин.). При наблюдении станции «Луна-12» ошибки координат по внутренней сходимости получались равными: $\varepsilon_\alpha = \pm 3''$, $\varepsilon_\delta = \pm 2''$.

2. Уклонения отдельных наблюдений от кривой $O-C$ поправок к эфемериде характеризуют ошибку по внешней сходимости, включающую в себя все ошибки случайного характера. На фиг. 7 приведены кривые $(O-C)_\alpha$ и $(O-C)_\delta$ «Луны-12». Видно, что к концу (низко над горизонтом) разброс точек возрастает, по-видимому, из-за влияния гнущия трубы и дифференциальной рефракции. По отклонению от средней кривой среднеквадратичные ошибки одного наблюдения получаются равными: $\varepsilon_\alpha = \pm 7''$; $\varepsilon_\delta = \pm 3''$, т. е. примерно вдвое больше, чем ошибки по внутренней сходимости (фиг. 7).

На объектах «Луна-11» и «Луна-12» описанный метод прямого отсчета координат был опробован и предварительно отработан в общих чертах, а после этого стал основным методом наблюдений далеких искусственных космических объектов. В конце 1966 г. этот метод был успешно применен при наблюдении «Луны-13». В следующие годы (1967—1968) наблюдались такие объекты, как «Космос-159», один из спутников серии «Молния-1», «Зонд-4», «Луна-14», малая планета Икар, «Зонд-6».

О наблюдении далеких искусственных космических объектов был сделан доклад на XI пленуме КОСПАР в Токио в мае 1968 г. [6].

Можно сделать некоторые выводы о преимуществах метода прямых отсчетов координат.

Во-первых, используется все время наблюдений — нет пустых кадров, как было раньше, при фотографировании экрана ЭОП.

Во-вторых, полностью устранено влияние дисторсии, так как и объект и опорные звезды приводятся при наблюдениях в одну и ту же точку — центр экрана.

В-третьих, благодаря практически полному отсутствию измерительной обработки, которая сводится здесь только к определению поправок «системы телескопа» по опорным звездам, результат получается очень быстро, координаты могут быть определены и переданы для использования примерно через 15—20 мин. после наблюдения.

Перечисленные преимущества метода дают основания считать его наиболее перспективным для дальнейшего применения при наблюдениях далеких искусственных космических объектов.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность академику А. Б. Северному, по инициативе и при участии которого была начата настоящая работа.

Декабрь 1968 г.

Литература

1. Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 3.
2. А. Н. Абраменко, Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, Ю. С. Ефимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенко. Докл. АН СССР, 1965, 161, № 6, 1299.
3. P. P. Dobronravín. Space Research, VII. Proceedings of the seventh International Space Science Symposium. Vienna, 1966.
4. А. А. Киселев. Астрон. ж., 1959, 36, 348.
5. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. Publ. Naval. Obs., Sec. Ser., 1961, 17.
6. P. P. Dobronravín, V. M. Mozhzherin, V. K. Prokofyev, N. S. Chernykh. Space Research, IX. Proceedings of The ninth International Space Science Symposium. Tokyo, 1968.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАЛОЙ ПЛАНЕТЫ
1566 ИКАР С 2,6-МЕТРОВЫМ РЕФЛЕКТОРОМП. П. Доброправин, В. М. Можжерин, В. Е. Прокофьев,
Н. С. Черныш

Описываются наблюдения малой планеты 1566 Икар во время ее сближения с Землей летом 1968 г. Для наблюдений использовался 2,6-метровый рефлектор в сочетании с телевизионной системой, что позволило видеть Икар на экране монитора и определить его сферические координаты по шкалам пульта управления телескопом методом привязки к звездам. Дается краткое изложение методики и приводятся результаты наблюдения. Сделана оценка точности определения координат, которая оказалась равной $\pm 2 - 5''$. Всего за одну ночь наблюдения с 12 на 13.VI было определено 50 положений Икара.

THE TELEVISION OBSERVATIONS OF THE MINOR PLANET 1566 ICARUS WITH THE 2,6-METER REFLECTOR, by P. P. Dobronravin, V. M. Mozhzhernin, V. K. Prokofyev, N. S. Chernykh. — The observations of the minor planet 1566 Icarus made during the period of its approach to the Earth in the summer of 1968 are described. The 2,6-meter reflector with a TV-system was used for the observations thus permitting to see the image of Icarus on the screen of the video-control apparatus and obtain its spherical coordinates from telescope panel scales by comparison with reference stars.

A brief description of the method and results of the observation are given. The accuracy of coordinate determination is estimated to be $\pm 2'' - 5''$.

All in all 50 positions were determined within the night of June 12/13.

Современный астрофизический телескоп, имеющий систему точного отсчета координат и снабженный телевизионной установкой, позволяющей видеть на экране кинескопа участок звездного неба и наводить телескоп на избранный объект, может при определенных условиях использоваться как астрометрический инструмент для непосредственного измерения координат.

Опыт таких наблюдений с 2,6-метровым рефлектором Крымской астрофизической обсерватории АН СССР показал, что возможно определение сферических координат прямым отсчетом с точностью до $2'' - 3''$. Этот опыт был использован при наблюдении астероида Икар летом 1968 г.

Малая планета Икар во время сближения с Землей даже при наибольшей своей яркости из-за быстрого движения остается объектом, трудным для наблюдения обычными средствами и методами фотографической астрометрии. Быстрое движение астероида и его малый блеск затрудняли получение его изображения на фотопластинке даже с помощью сравнительно короткофокусных телескопов [1]. В связи с этим по просьбе Института теоретической астрономии АН СССР было решено организовать наблюдения Икара во время его приближения к Земле в июне 1968 г. на 2,6-метровом рефлекторе с использованием методики, разработанной для позиционных наблюдений далеких искусственных космических объектов [2].

Изображение участка звездного неба, полученное в главном фокусе рефлектора ($F = 10$ м, поле зрения $10'$) с помощью телевизионной техни-

ки, передается на три монитора, установленных в помещении центрального пульта управления телескопа. Два монитора, имеющих кинескопы с послесвечением, предназначены для визуальных наблюдений, третий — для фотографирования. В центре экрана контрольного монитора нанесен крест, на который тонкими движениями телескопа приводится измеряемый объект. Координаты объекта в некоторой инструментальной системе, которая в идеальном случае совпадает с системой видимых координат, считываются с кругов на пульте управления. Поправки инструментальной системы координат определяются из наблюдений опорных звезд.

Если A, D — отсчеты циферблатов при наведении на определяемый объект, а A^*, D^* — отсчеты при наведении на опорную звезду с координатами α^*, δ^* , то координаты объекта α, δ определяются следующими равенствами:

$$\alpha = \alpha^* + A - A^* = A + (\alpha^* - A^*) = A + \Delta A,$$

$$\delta = \delta^* + D - D^* = D + (\delta^* - D^*) = D + \Delta D.$$

Наблюдения дают видимые положения, поэтому здесь α^*, δ^* — видимые координаты опорной звезды, и координаты α, δ объекта также будут видимыми.

Инструментальные поправки $\Delta A = \alpha^* - A^*, \Delta D = \delta^* - D^*$ должны быть исправлены за дифференциальную рефракцию (изменение рефракции между точками A, D и A^*, D^*).

Выгоднее не ограничиваться одной звездой, а взять две — четыре звезды, расположенные радиально-симметрично относительно объекта. Тогда поправки ΔA и ΔD будут свободны от влияния дифференциальной рефракции. При этом исключается также влияние дифференциальной прецессии, нутации и аберрации, и для опорных звезд можно брать средние координаты на начало года; координаты объекта с такими значениями инструментальных поправок также будут средними, отнесенными к равноденствию начала года. Более того, при таком выборе опорных звезд, если область неба не слишком близка к полюсу (примерно до $\delta \leq 60^\circ$), почти полностью учитывается различие в редукциях для объекта и звезд за приведение к нормальному равноденствию, и можно пользоваться каталожными координатами опорных звезд и получать с ними положения объекта отнесенными к равноденствию 1950,0 без всяких дополнительных редукций.

Наблюдения состояются из следующих этапов.

1. Отыскание объекта по его движению на фоне звезд.

2. Установка объекта на крест с одновременной регистрацией времени печатающим хронографом и считыванием координат по циферблатам на пульте.

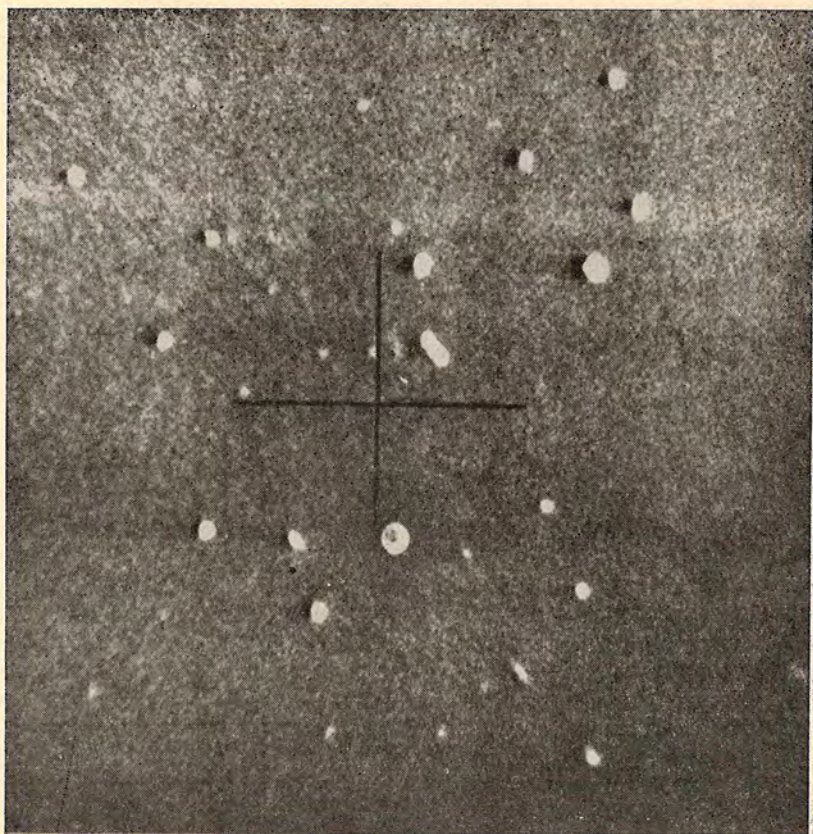
3. Наведение на опорные звезды для определения поправок инструментальной системы координат (до и после наведения на объект).

Для поисков необходимо иметь достаточно подробную эфемериду объекта. При наблюдениях Икара мы пользовались эфемеридой, вычисленной проф. С. Херриком (Калифорнийский университет, Лос-Анджелес) специально для Крымской астрофизической обсерватории и любезно присланной нам. В ней даются топоцентрические положения Икара на каждый час и, кроме того, высота его над горизонтом.

По условиям погоды наблюдения удалось провести только в течение одной ночи 12.VI 1968 г. В это время Икар находился на расстоянии около 8 млн. км от Земли, ожидаемая звездная величина его была около 15^m, скорость движения среди звезд 0",6 в секунду.

Попытка сфотографировать Икар в эту ночь на двойном 40-сантиметровом астрографе оказалась безуспешной.

На экране кинескопа телевизионной системы, сочлененной с 2,6-метровым рефлектором, Икар был обнаружен в первую же минуту поисков.



Фиг. 1. Фотография с экрана кинескопа, полученная в $22^{\text{h}}52^{\text{m}}45^{\text{s}}$ московского времени
Изображение Икара в виде трех почти слившихся точек находится вблизи центра кадра

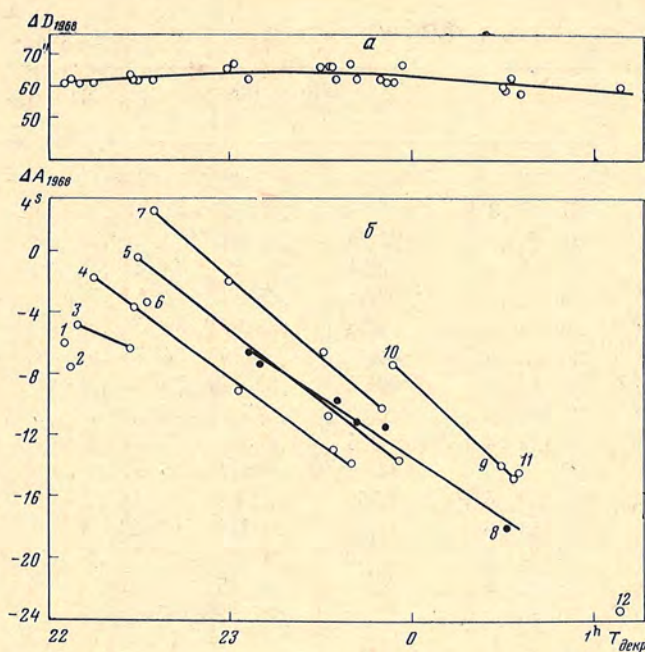
Он оказался несколько ярче, чем ожидалось, и благодаря движению заметно выделялся среди окружающих звезд. В течение 3 час. наблюдений блеск Икара сколько-нибудь существенно не изменился.

Ряд наблюдений состоит из семи коротких серий по 5—6 отсчетов в серии. Всего сделано 37 наведений на Икар для измерения координат. Они сопровождались шестью сериями наблюдений опорных звезд, по пять звезд в каждой серии, для определения поправок инструментальной системы. Список опорных звезд приведен в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Номер AGK ₂	<i>M_g</i>	α_{1950}	δ_{1950}	Номер AGK ₂	<i>M_g</i>	α_{1950}	δ_{1950}
77°116	10 _{m3}	5h11m44s,61	+77°22'39",1	78°127	10 _{m8}	5h32m49s,32	+78°57'00",8
77°117	10,5	15 35,45	18 50,5	78°128	8,5	38 19,17	78 13 59,9
77°119	9,9	21 09,26	46 20,0	79°170	8,5	37 24,33	79 35 57,1
77°124	9,5	28 16,93	77 53 55,1	79°171	9,8	38 23,36	18 24,6
78°125	9,2	28 42,49	78 33 20,1	79°172	11,1	40 11,64	11 48,0
78°126	7,8	30 04,03	19 55,1	79°173	11,1	5 49 04,23	+79 19 51,0

Одновременно с визуальными телевизионными наблюдениями установка позволяла вести фотографирование. Всего было снято две серии кадров, в первой серии четыре кадра, во второй три. Чтобы выделить на снимках изображение Икара, отличающееся от звезд только своим движением,



Фиг. 2. Изменение инструментальных поправок в ходе наблюдений

Значения поправки ΔA_{1968} по звездам 5 и 8 взаимно перекрываются, поэтому для наглядности поправки по звезде 8 обозначены темными кружками

каждый кадр снимался с тремя экспозициями. Движущийся объект выходит при этом на снимке в виде трех точек, а звезды — одиночными точками (фиг. 1). Для характеристики оптических возможностей системы телескоп + телевизионная установка отметим, что вполне четкое изображение объекта получалось на фотопленке при фотографировании с экрана кинескопа всего за 2 сек. Снимки делались с чисто иллюстративными целями, но в дальнейшем были использованы для определения положений Икара.

12 июня Икар находился в околополярной зоне ($\delta \approx 80^\circ$), и это обстоятельство в значительной степени усложнило обработку прямых измерений координат, поскольку при таких высоких склонениях редукции очень быстро изменяются с изменением координат.

Когда с координатами $\alpha_{1968,0}^*$, $\delta_{1968,0}^*$ опорных звезд были вычислены инструментальные поправки $\Delta A_{1968,0}$ и $\Delta D_{1968,0}$ для каждого наведения на звезду, выяснилось, что $\Delta A_{1968,0}$ изменяется со временем и от звезды к звезде, а $\Delta D_{1968,0}$ практически остается постоянной (фиг. 2).

К сожалению, часть звезд входит только в одну серию, и это затруднило использование их. Практически, значения поправок $\Delta A_{1968,0}$ определялись по шести звездам, которые входят по крайней мере в две серии. Как видно из графика (фиг. 2), в пределах ошибок измерений $\Delta A_{1968,0}$ можно считать линейной функцией T и δ .

На основании этого графика (фиг. 2) был построен вспомогательный, дающий через каждые 20 мин. времени наблюдений значения поправки $\Delta A_{1968,0}$ в зависимости от склонения. Искомые значения поправки $\Delta A_{1968,0}$ к каждому отсчету координат Икара определялись по этому графику интерполированием по аргументам $T_{декр}$ и D . Поправки $\Delta D_{1968,0}$ снимались с графика (фиг. 2). Затем были определены координаты Икара, этнесенные к среднему равноденствию начала года:

$$\alpha_{1968,0} = A + \Delta A_{1968,0},$$

$$\delta_{1968,0} = D + \Delta D_{1968,0},$$

Таблица 2

Июнь 1968, UT	α_{1950}	δ_{1950}	Июнь 1968, UT	α_{1950}	δ_{1950}
12,80556	5 ^h 24 ^m 57 ^s ,6	+78°01'17"	12,85091	5 ^h 32 ^m 35 ^s ,1	+78°30'53"
,80656	25 04 ,0	01 55	,85168	32 41 ,3	31 24
,80708	25 09 ,3	02 18	,85168	32 41 ,3	31 24
,80764	25 14 ,4	02 34	,85241	32 49 ,3	31 55
,80810	25 18 ,6	02 58	,85322	32 57 ,5	32 25
,80880	25 25 ,5	03 24	,85386	33 03 ,8	32 49
,81754	26 52 ,5	09 03	,86435	34 58 ,3	39 44
,81825	26 58 ,8	09 31	,86494	35 05 ,3	40 14
,81950	27 09 ,8	10 20	,86535	35 10 ,1	40 21
,82043	27 20 ,4	10 54	,86602	35 17 ,4	40 45
,82102	27 26 ,6	11 19	,86647	35 21 ,7	41 04
,82935	28 50 ,4	16 52	,87368	36 44 ,6	45 45
,83014	28 58 ,5	17 18	,87414	36 48 ,0	46 02
,83073	29 04 ,3	17 40	,87470	36 53 ,8	46 24
,83131	29 09 ,6	18 05	,87535	37 01 ,8	46 50
,83192	29 16 ,0	18 30	,87615	37 10 ,6	47 21

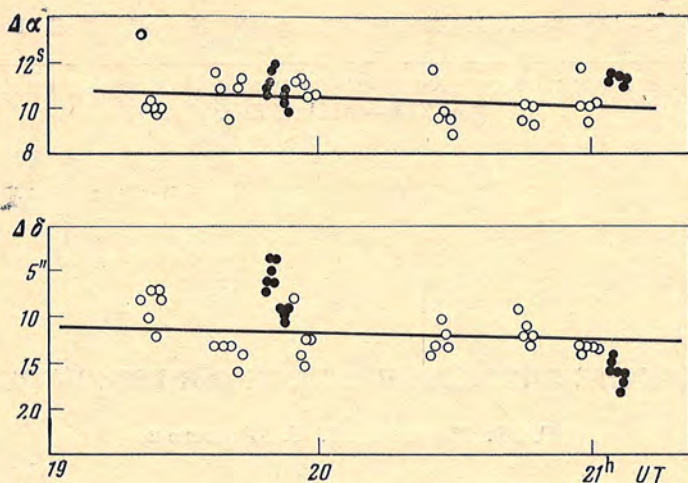
после чего к каждому положению прибавлена редукция за прецессию для приведения к нормальному равноденствию и получены координаты $\alpha_{1950,0}$, $\delta_{1950,0}$ Икара, приведенные в табл. 2.

Последнюю, седьмую серию измерений, которую из-за сгустившейся облачности удалось привязать только к одной опорной звезде, из обработки пришлось исключить.

Фотографические кадры с Икаром имеют поле 10' и не содержат каталожных звезд. Для обработки этих снимков нужная область была сфотографирована с 40-сантиметровым астрографом. При 40-минутной экспозиции на пластинке вышли почти все звезды, видимые на телевизионных снимках. Измерением пластинки на приборе СИП-5 получены прямоугольные координаты всех звезд, проработавшихся одновременно на пленке и на пластинке, а также специально выбранных опорных звезд. Прямоугольные координаты Икара в системе пластинки можно было бы определить аналитическим путем на основании измерений Икара и группы звезд на пленке и измерений тех же звезд на пластинке. Учитывая, однако, что положения звезд на телевизионных снимках искажены ошибками из-за электромагнитной дисторсии, было признано, что проще и надежнее определять положение Икара на пластинке проектированием. Для этого каждый кадр проектировался с помощью фотоувеличителя на чертеж, изображающий в большом масштабе измеренный участок пластинки, подбирались

Таблица 3

Июнь 1968, UT	α_{1950}	δ_{1950}	Июнь 1968, UT	α_{1950}	δ_{1950}
12,82521	5 ^h 28 ^m 07 ^s ,99	+78°14'10",9	12,82871	5 ^h 28 ^m 42 ^s ,65	+78°16'25",5
,82531	28 09 ,29	14 16,0	,82883	28 44,39	16 30,5
,82543	28 10 ,59	14 20,4	,87861	37 39,89	48 54,8
,82574	28 14 ,49	14 33,7	,87874	37 41,32	48 59,1
,82586	28 15 ,80	14 38,8	,87885	37 42,99	49 04,6
,82598	28 17 ,12	14 45,2	,87968	37 52,33	49 35,3
,82819	28 38 ,04	16 04,5	,88023	37 58,35	49 56,3
,82830	28 38 ,93	16 10,2	,88036	37 59,81	50 01,8
,82842	28 40 ,24	16 14,7	,88047	38 01,02	50 06,2
,82859	28 41 ,56	16 21,0			



Фиг. 3. Сравнение наблюдений с эфемеридой

Светлые кружки — прямые телевизионные измерения координат, темные — измерение телевизионных фотографических снимков. Масштабы $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ одинаковы, поскольку при $\delta \approx 80^\circ$ $1^s = 15'' \cos \delta \approx 3''$

соответствующее увеличение, ближайшие к Икару звезды совмещались наилучшим образом, и положение Икара отмечалось на чертеже. Благодаря тому что на всех кадрах Икар находится в центре, где дисторсия вообще невелика, а звезды отстоят не более чем на $2'-3'$ от него, влияние дисторсии на положения Икара, полученные проектированием, не столь существенно, хотя все-таки заметно, как это выяснилось после обработки.

После того как были определены прямоугольные координаты Икара на пластинке, сферические координаты его вычислялись обычными методами фотографической астрометрии. По каждому кадру обработаны независимо все три экспозиции, за исключением кадра № 6, на котором два изображения Икара совпали со звездой, и использовано только одно изображение. Всего, таким образом, получено 19 фотографических телевизионных положений. В обработке фотографических кадров принимала участие Л. И. Черных.

Сферические координаты по измерениям кадров вычислены в Институте теоретической астрономии на машине БЭСМ-3. Они приведены в табл. 3. Сравнение наблюдений с эфемеридой С. Херрика представлено на фиг. 3.

Как мы уже неоднократно убеждались при обработке наблюдений искусственных космических объектов, метод прямого отсчета координат дает более высокую точность, чем фотографирование с применением электронно-оптической техники, т. е. ЭОП или телевидения.

Разброс отсчетов координат Икара внутри серии составляет, как свидетельствует фиг. 3, от 2 до $5''$ по каждой координате, ошибка сходимости серий от 1 до $2''$. Сходимость фотографических телевизионных положений внутри серии примерно такая же, как в случае прямых измерений координат, но согласие серий между собой гораздо хуже, что объясняется различием остаточной ошибки дисторсии при привязке к разным группам звезд.

23 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. С. Черных. Бюлл. ИТА (в печати).
2. P. P. Dobronravov, V. M. Mozhzherin, V. K. Prokofyev, N. S. Chernykh. Space Research, IX. Proceedings of The ninth International Space Science Symposium. Tokyo, 1968.

ПРИМЕНЕНИЕ СИТАЛЛА В АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКЕ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Приведены свойства стекла ЛК-5, плавленного кварца, советского материала с нулевым коэффициентом расширения — ситалла и американского материала CER — ViT. Ситалл рекомендуется использовать для зеркал телескопов, в особенности для зеркал солнечных телескопов. Описаны изготовление больших зеркал до 1,1 м в диаметре из ситалла, методика шлифовки и полировки, подчеркнута необходимость шлифовки пузырей на поверхности ситаллового зеркала и использование инструментов из эпоксидной смолы для тонкой шлифовки. Необходимо чистить смоляной полировальник, используемый при полировке, через каждые 2—3 часа. Возможно изготовление плоскостей и сферических поверхностей из ситалла с отступлениями от идеальной поверхности не свыше $\lambda/8$ — $\lambda/16$. Не наблюдалось никаких изменений формы поверхности из-за колебаний температуры во время фигуризации и контроля.

THE APPLICATION OF SYTULL IN ASTRONOMICAL OPTICS, by G. M. Popov, M. B. Popova.— The properties of glass ЛК-5, fused quartz, sytull — a soviet material with a zero thermal expansion coefficient and american material CER-ViT are listed. Sytull is recommended to be used for telescope mirrors and especially for solar telescope ones. The fabrication of large mirrors, up to 1,1 m in diameter, of sytull is described. The grinding and polishing procedures are described with the emphasis being stressed on the grinding of open bubbles on the surface of the sytull mirror and the using of epoxy resin tools for fine grinding. The pitch lop used in polishing is to be cleaned every 2—3 hours. Flat and spherical surfaces may be made of sytull with defects not departing from the ideal surface by more than $\lambda/8$: $\lambda/10$. No changes in the shape of the surface are observed due to temperature variations during figuring and testing.

Появившийся в последнее время мелкокристаллический материал с низким коэффициентом теплового расширения, известный под названием ситалла, представляет значительный интерес для астрономической оптики (аналогичный материал получен недавно в США [1], там он известен как CER — ViT). В табл. 1 приведены значения коэффициента теплового расширения α для ситалла, плавленного кварца, стекла ЛК-5 (близкого к пирексу по коэффициенту теплового расширения) и CER—ViT.

Таблица 1

Материал	$t, ^\circ\text{C}$		
	$-(100 \div 20)$	$+(0 \div 30)$	$+(20 \div 120)$
Ситалл	—	$\pm 1 \cdot 10^{-7}$	—
Плавленный кварц	$-1 \cdot 10^{-7} \div +3 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7} \div 7 \cdot 10^{-7}$
Стекло ЛК-5	$+32 \cdot 10^{-7}$	$+34 \cdot 10^{-7}$	$+35 \cdot 10^{-7}$
CER—ViT ^R	$\pm 1 \cdot 10^{-7}$	$-0,3 \cdot 10^{-7}$	$+1 \cdot 10^{-7}$

В настоящее время ситаллы не изготавливаются в виде бесцветного материала, что ограничивает их использование в качестве материала для

линз, призм и т. п., но они могут применяться для преломляющей оптики малого размера. Ситаллы целесообразно использовать в основном для зеркал астрономических инструментов, в особенности солнечных. В [2] сообщается, что в США изготовлено зеркало из CER — ViT диаметром 1 м. В настоящее время могут быть получены заготовки ситалла диаметром более 1,5 м.

В табл. 2 приведено максимальное отступление от плоскости в $\mu\text{м}$ (в первом приближении это — стрелка прогиба) для зеркал из ситалла, плавленого кварца, стекла ЛК-5 и CER—ViT^(R), а при различной разности температур Δt между лицевой и тыльной поверхностями, вычисленное по методу Д. Д. Максудова [3].

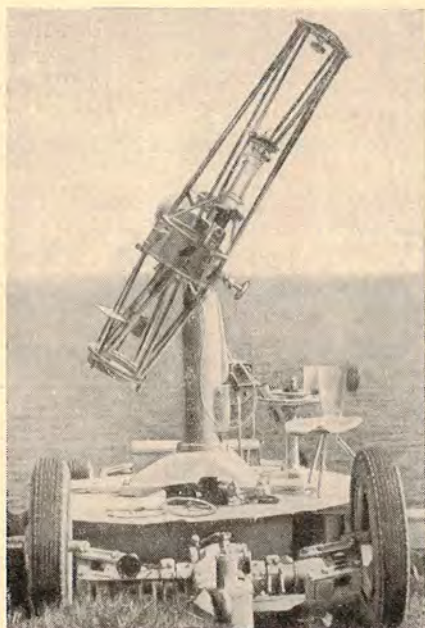
Таблица 2

$D, \text{ мм}$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$					
	0,1	1	10	0,1	1	10
Стекло ЛК-5, $\alpha = 34 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, $l:D = 1:8$						
300	0,102	1,02	10,2	0,0033	0,033	0,33
500	0,17	1,70	17,0	0,0055	0,055	0,55
1000	0,34	3,40	34,0	0,0110	0,110	1,10
Плавленый кварц, $l:D = 1:8$ $\alpha = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$						
300	0,0063	0,063	0,750	0,0105	0,105	1,125
500	0,010	0,10	1,25	0,0170	0,175	1,875
1000	0,020	0,20	2,50	0,0350	0,375	3,750
CER — ViT ^R , $l:D = 1:8$ $\alpha = -0,35 \cdot 10^{-7} \text{ см}$						
300	-0,0010	-0,0105	-0,105	0,000015	0,00015	0,0015
500	-0,0017	-0,0175	-0,125	0,000025	0,00025	0,0025
1000	-0,0035	-0,0350	-0,250	0,000050	0,00050	0,0050

Здесь l — толщина диска, D — его диаметр, α — коэффициент теплового расширения. Отклонение от плоскости $\leq 0,07 \mu\text{м}$ не может испортить изображение, полученное в этих случаях. Проведенный в Крымской астрофизической обсерватории опыт под руководством Н. В. Стешенко со сферическим ситалловым (СО-156) зеркалом с $D = 300 \text{ мм}$ и $l = 50 \text{ мм}$ показал, что нагрев одной половины зеркала до 40°C (температура другой стороны 4°C) не влияет заметно на качество изображения светящейся точки. Способность ситалла сохранять приданную ему форму была также проверена на малом ($D = 70 \text{ мм}$, $l = 10 \text{ мм}$) сферическом зеркале из СО-156: опиравшееся на край зеркало было деформировано силой 30 кг, распределенной на три точки, отстоящие на 35 мм от центра в течение 22 месяцев; этот опыт был поставлен Г. А. Моным. Никаких остаточных деформаций не было обнаружено при испытании поверхности теневым методом.

Однако внедрению ситалла препятствуют следующие обстоятельства.

1. Обилие пузырей в массе ситалла СО-156 (на полированной поверхности диаметром 300 мм имеется около 30 вскрывшихся пузырей, диаметром до 1 мм; впрочем, этот диск является одним из худших по пузырьности из имеющихся в наличии. Наша попытка заполнять вскрывшиеся пузыри эпоксидной смолой и фосфат-цементом не увенчалась успехом. Пузыри «располировываются» в процессе полировки, около каждого пузыря образуется углубление, рассеивающее свет.



Фиг. 1. Телескоп-рефлектор с ситалловыми зеркалами

2. Длительный капризный процесс шлифовки и полировки по сравнению со стеклом; появление неправильной бугристой поверхности при точной доводке, что не позволяет получить точную форму поверхности при обработке ситалловых дисков традиционным методом, используемым при обработке стекла. Отсутствие теплового расширения препятствует «ретуши» отдельных деталей и затрудняет изготовление несферических зеркал, так как не позволяет использовать тепловые деформации поверхности при получении несферических поверхностей.

Проделав серию опытов с ситаллом СО-156, мы разработали методику обработки ситалловых зеркал (из ситаллов СО-156, СО-115 и СО-115 М), начиная от грубой шлифовки и кончая полировкой и доводкой. Эта методика успешно использовалась нами при изготовлении большого числа оптических изделий из ситалла — плоских пробных стекол, сферических и

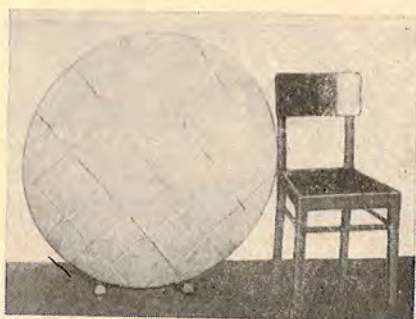
плоских зеркал для контроля оптики (наибольшее из них имеет диаметр 800 мм), а также зеркал для телескопов, из которых наибольшее имеет диаметр 1100 мм. На фиг. 1 изображен рефлектор с диаметром главного зеркала 300 мм, у которого и главное и вторичное зеркала изготовлены из ситалла (СО-156); этот инструмент используется для изучения астроклимата.

Методика в общем заключается в следующем: обдирка заготовки из ситалла и грубое придание ей сферической или плоской формы производится либо алмазными кругами типа АОК, либо посредством шлифовки кольцами из мягкой стали или латуни с зеленым карборундом наибольшей крупности № 40 [4]. После получения грубой сферической поверхности требуемого радиуса кривизны или плоской изготавливается шлифовальныйник, с помощью которого и производится средняя и тонкая шлифовка.

Была проделана большая работа по отысканию наилучшего материала для шлифовального. Оказалось, что дюралюминий не пригоден для тонкой шлифовки, так как не обеспечивает чистоты шлифуемой поверхности (царапины). Удовлетворительные результаты при обработке поверхности $D \leq 150$ мм получаются при использовании стеклянного сплошного шлифовального из зеркального стекла. При обработке поверхностей большого диаметра необходимо применять стеклянные шлифовальники «каблучного» типа [5], состоящие из квадратов зеркального стекла, наклеенных на металлическую основу. Однако у таких стеклянных шлифовальников края квадратов легко выкрашиваются при работе, что приводит к появлению царапин. Наилучшие результаты были нами получены при использовании «каблучных» шлифовальников из эпоксидной смолы марки ЭД-5 (без дибутилфталата). Применение этих шлифовальников обеспечивает получение однородного матового слоя без закругления на краю изделия и без царапин; глубина матового слоя (высота микронеровностей) получается меньше, нежели при шлифовке на стеклянных шлифовальниках. Основой для такого шлифовального может служить металлическая или железобетонная болванка цилиндрической формы (плоский диск) с

диаметром $5/6$ диаметра изделия (здесь и ниже предполагается, что изделие находится внизу). Слой эпоксидной смолы может иметь толщину 3—5 мм.

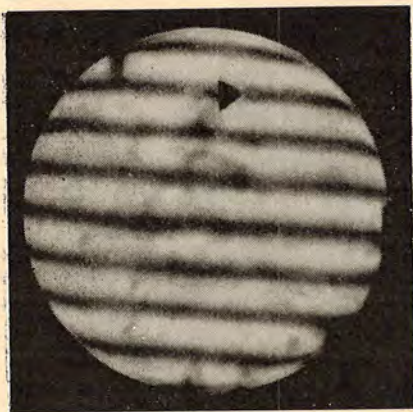
Поверхность шлифовальника разбивается на квадраты со стороной 150 мм. Формовка слоя эпоксидной смолы производится на грубо отшлифованном изделии: на него натягивают перекрестия из резиновых шнуров, разбивающих поверхность на квадраты 150×150 мм, затем сверху помещают полиэтиленовую пленку (либо изделие смазывают густым машинным маслом — тавотом), на пленку наливается смола ЭД-5, смешанная с полиэтиленполиамином (на 10 весовых частей ЭД-5 1 весовая часть полиэтиленполиамина). На изделие поверх слоя смолы помещается бетонная или металлическая болванка, например сварная из стали с ребрами жесткости. После затвердения смолы шлифовальник снимается и вблизи его центра продельвается отверстие для подмазывания абразивной суспензией. На фиг. 2 изображен шлифовальник из железобетона для зеркала с $D = 1$ м, покрытый эпоксидной смолой. Шлифовка таким инструментом производится на станках ШП со свободным вращением верхнего звена; тонкая подгонка радиуса кривизны изделия производится изменением амплитуды качания кривошипа и путем смещения центра шлифовальника с оси вращения изделия. Благодаря большой хрупкости эпоксидная смола быстро срабатывается, поэтому шлифовальник и изделие легко меняют кривизну поверхности; этим процессом можно управлять. Более эффективный метод подгонки кривизны — применение кольцевого инструмента. Аналогичные шлифовальники могут использоваться и при обработке изделий из оптического стекла.



Фиг. 2. Шлифовальник из железобетона диаметром 1 м, покрытый слоем эпоксидной смолы толщиной 3 мм

Для тонкой шлифовки использовался карборунд с размером зерен 0,1 мм, затем микропорошки М 28, М 20 и М 14. При переходе к более мелкому наждаку следует тщательно вычистить ямки, образовавшиеся от вскрывшихся пузырей, и нанести на каждой ямке фаску с помощью медного стержня с наждаком М 14. Полное время, требующееся на тонкую шлифовку для ситаллового диска диаметром 1 м, около 30—50 час.

Полировальник можно использовать обычного типа на литом или сварном основании с ребрами жесткости; для облегчения чистки его целесообразно покрыть слоем эпоксидной смолы, придав лицевой поверхности форму изделия путем формовки на шлифованной поверхности изделия, аналогично изготовлению шлифовальника. После этого наносится обычная полировальная смола слоем толщиной 3—5 мм, разделенная на квадратики 40×40 мм. Для работы при температуре $20 \pm 1^\circ \text{C}$ при полировке сферических поверхностей диаметра 0,7—1 м (а также поверхностей с умеренной несферичностью) рекомендуется применять полировальную смолу № 11—12, изготавливаемую предприятием ЛОМО. При более высокой температуре (23°C) следует использовать смолу № 11 и для температуры 25—27° — смолу № 8. Диаметр полировальника целесообразно брать на $1/20$ меньше диаметра изделия (при условии, что изделие находится, как обычно при обработке крупной оптики, внизу). Смола полировальника формируется по поверхности тонко отшлифованного изделия. Полировка может производиться либо на влажном режиме с малым количеством воды, что сопровождается характерным писком, либо на мокром режиме, который характерен избыточным количеством полировочной суспензии и значительным давлением на полировальник (до 50 г/см).



Фиг. 3. Полосы Ронки ситаллового зеркала $D = 800$ мм

Видна ошибка на краю порядка $\lambda/8$; ошибки остальной поверхности не превышают $\lambda/16$

В нашей практике при полировке ситалла мы использовали вначале режим, близкий к влажному, не допуская, однако, появления «писка» (последний свидетельствует о малом количестве влаги на отдельных участках полировальника) при давлении около 10 г/см^2 ; питание полиритовой суспензией осуществлялось вручную посредством кисти. Скорость вращения изделия (при диаметре $0,8\text{--}1 \text{ м}$) составляла $8,5 \text{ об/мин}$ (станок ШП-1000), число колебаний поводка — $11,8$ в минуту, полное время полировки до исчезновения мата — $20\text{--}30$ час. Использование столь интенсивных режимов обработки возможно благодаря низкому коэффициенту теплового расширения ситалла; по этой же причине ситалл не требует отстойки при испытаниях его в процессе обработки.

Через несколько минут после начала полировки ($5\text{--}10$ мин.) следует осмотреть поверхность ситалла и выявить ямки, вокруг которых полировка идет интенсивнее. Эти ямки следует дополнительно обработать — рассверлить медным стержнем с микропорошком № 14. При полировке не следует тормозить вращение полировальника или прибегать к принудительному вращению его, так как это приводит к резкому располировыванию вскрывшихся пузырей, особенно на краевых зонах изделия. По этой же причине следует избегать ретуши с помощью малых полировальников, в особенности полировальников из резины. Основным средством воздействия на полируемое изделие является подрезка (изменение площади отдельных зон) полировальника и изменение амплитуды его движения — длины «штриха». Поверхность полировальника быстро покрывается слоем, содержащим продукты полировки ситалла, и скорость полировки понижается, поэтому следует время от времени (через $2\text{--}3$ часа работы) удалять щеткой верхний слой смолы толщиной $0,1 \text{ мм}$.

Изделие следует периодически (через $6\text{--}8$ час. работы) поворачивать на некоторый угол относительно разгрузочного приспособления, чтобы избежать случайных деформаций, связанных с неудовлетворительной работой разгрузочного приспособления. (Мы использовали разгрузку, состоящую из пяточков диаметром 30 мм микропористой резины, равномерно распределенных по плоской поверхности планшайбы, укрепленной на шпинделе станка; расстояние пяточков друг от друга $60\text{--}70 \text{ мм}$.) Эта разгрузка работает удовлетворительно при диаметре ситалловых изделий до $1,1 \text{ м}$ при отношении диаметра к толщине $7\text{--}9$. Придание поверхности изделия окончательной точной формы («доводку») следует вести на режимах с меньшим грузом и на меньших скоростях. Однако при наличии опыта можно вести «доводку» и на описанных выше интенсивных режимах, что, разумеется, нелегко для стеклянных изделий.

Нам удавалось получать поверхность с отклонением от заданной формы не выше $\lambda/16$, используя описанный режим как для полировки, так и для доводки, что значительно сокращало продолжительность обработки. Обычно на доводку больших ситалловых сферических зеркал затрачивается от 3 до 10 час., для плоских — значительно дольше. На фиг. 3 изображена фотография полос Ронки сферического зеркала диаметром 800 мм с радиусом кривизны $R = 6400 \text{ мм}$; искривление полос на краю соответствует ошибке $\lambda/8$.

Описанная методика обеспечивает быстрое и высококачественное изготовление зеркал из ситалла, позволяя поставить вопрос об их серийном изготовлении.

Ноябрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Sky and Telescope, 1966, 32, N 3, 159.
2. Appl. Optics, 1967, N 8, 1437.
3. Д. Д. М а к с у т о в. Изготовление и исследование астрономической оптики. М., 1948.
4. А. Л. А р д а м а ц к и й. Обработка сферических оптических поверхностей свободно качающимся кольцевым инструментом. Дисс., ГОИ, 1953.
5. А. Л. Н о в и к о в, М. Н. С е м и б р а т о в. Оптико-механическая промышленность, 1960, № 2.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СЛЕДЯЩАЯ СИСТЕМА
С НАКОПЛЕНИЕМ СИГНАЛА РАССОГЛАСОВАНИЯА. Ф. Буров, З. Н. Кутева, П. В. Николаев,
Р. К. Макарова, Ю. А. Сабинин

Описывается фотоэлектрическая следящая система с накоплением сигнала рассогласования, поступающего от предельно слабых световых источников. Такая система разработана на базе полудискового модулятора для автоматического гидирования телескопов. Применение фотогида с накоплением позволило на 2—3 звездных величины улучшить порог чувствительности по сравнению с непрерывной фотоследящей системой. Система с накоплением могла работать по звездам 9—10^m при входном отверстии гида 150 мм. Ошибка гидирования не превышала 0,2—0,4 диаметра изображения звезд.

THE PHOTOELECTRIC GUIDANCE SYSTEM WITH THE ERROR SIGNAL ACCUMULATION, by A. F. Burov, Z. N. Kuteva, P. V. Nikolaev, R. K. Makarova, J. A. Sabinin.— The photoelectric guidance system with the error signal accumulation is described used for following after very faint light sources. This system is based on the half-disc light modulator. The application of the telescope guiding system with the error signal accumulation improves the threshold of sensitivity by 2—3 stellar magnitudes compared to the continuous photoguiding system. It is possible to guide the stars of 9—10 magnitude with aperture 150 mm in diameter. The guiding error did not exceed 0,2—0,4 of the star image diameter.

Нередко в технике встречается необходимость автоматического слежения за предельно слабыми световыми объектами. Примером этому могут служить, в частности, системы автоматического гидирования телескопов. Для выявления предельно слабых сигналов рассогласования в таких системах с успехом может быть применен хорошо известный в измерительной и телевизионной технике метод накопления слабых сигналов.

Специфика применения фотоэлектрических следящих систем в астрономии (весьма малые скорости возмущений) вполне позволяет осуществлять такие следящие системы, у которых процессы выявления рассогласования и его отработки разнесены во времени. Обычно у телескопов скорость нарастания ошибки ведения (возмущение на входе фотоследящей системы) не превышает тысячных долей угловой секунды в секунду времени, а допустимая погрешность слежения должна быть не более 0,2—0,4.

При скорости нарастания ошибки ведения 0,01 сек⁻¹ погрешность может быть меньше предельно допустимого значения 0,4 даже за время $\tau_n = 0,4/0,01 = 40$ сек. Соответственно время накопления ошибки тоже может быть принято равным 40 сек. Как известно, накопление слабых фототоков может быть осуществлено как методом непосредственного накопления на конденсаторе интегрирующей цепочки, так и методом счета импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении ФЭУ. Последний метод более перспективен, так как на точности измерений в этом случае почти не сказываются наводки в усилительной схеме и флуктуации вто-

ричной эмиссии ФЭУ. При измерении слабых фототоков в схеме счета фотонов фотомножитель используют обычно в режиме одноэлектронного счета. Для него выбирают такие условия питания, при которых все электроны, вылетевшие с катода, достигают первого эмиттера и каждому электрону соответствует импульс напряжения на нагрузочном сопротивлении. При строго постоянном числе квантов лучистой энергии, падающих на фотокатод в единицу времени, закон распределения вероятности эмитирования того или иного числа фотоэлектронов в единицу времени соответствует распределению Пуассона [4]. Для такого распределения стандартное отклонение (среднеквадратичная ошибка) σ определяется формулой

$$\sigma = \sqrt{n_0}, \quad (1)$$

где n_0 — среднее число электронов, эмиттируемых катодом в единицу времени. Для отношения сигнал/шум в этом случае можно записать

$$\rho = \frac{n_c \sqrt{\tau_n}}{\sqrt{n_{c+ш+ф} + n_{ш+ф}}}, \quad (2)$$

где $n_c = n_{c+ш+ф} + n_{ш+ф}$ — средняя скорость счета импульсов сигнала, $n_{ш+ф}$ — средняя скорость счета импульсов фона и термоэлектронной эмиссии, $n_{c+ш+ф}$ — полная скорость счета импульсов.

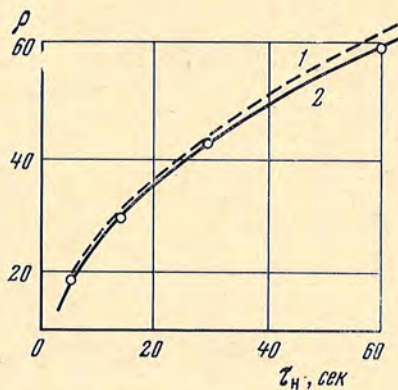
При выбранном времени накопления 40 сек. величина ρ согласно формуле (2) возрастает в $\sqrt{40} = 6,3$ раза¹. Выражение (2) применительно к полудисковому модулятору было проверено опытным путем [2] на одном из телескопов Крымской астрофизической обсерватории. Результаты представлены в виде графика на фиг. 1. Полудисковый модулятор как измеритель рассогласования был выбран из тех соображений, что при малых рассогласованиях он обладает наибольшей крутизной характеристики и может иметь достаточно большое рабочее поле.

Рассмотрим кратко работу полудискового модулятора в режиме счета фотонов, для чего обратимся к фиг. 2, на которой схематично изображены положения полудиска через 45° в пределах одного оборота при наличии рассогласования ε по одной из осей слежения. Для полудискового модулятора при малых рассогласованиях ($\varepsilon < r$) форма модуляции светового потока близка к синусоидальной, а зависимость амплитуды синусоиды от рассогласования, если распределение световой энергии по пятну изображения равномерное, в первом приближении можно считать линейной до $\varepsilon = r$ [3]. Для этих же условий справедливо и равенство

$$\frac{S}{S_{\max}} = \frac{\Phi}{\Phi_{\max}} = \frac{N}{N_{\max}},$$

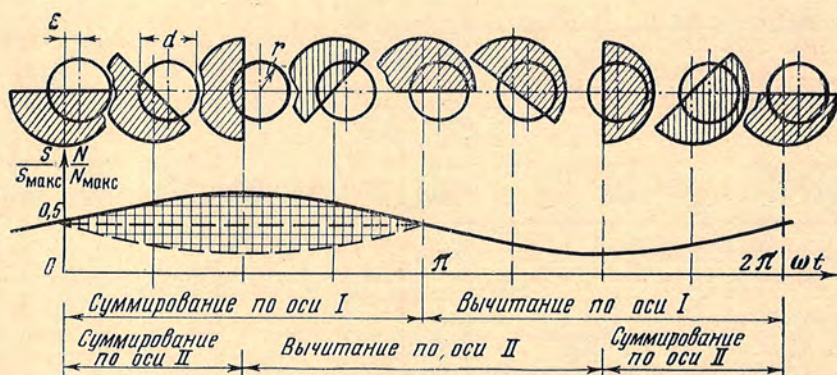
где S — незатемненная полудиском площадь пятна изображения; Φ и N — световой поток и скорость следования импульсов фототока, соответствующие площади изображения S ; $S_{\max}$, $\Phi_{\max}$, $N_{\max}$ — те же параметры для

¹ По отношению к накоплению при $\tau_n = 1$ сек, что примерно характеризует и работу в непрерывном режиме.



Фиг. 1. Графики зависимости отношения сигнала к шуму от времени накопления

1 — теоретический; 2 — экспериментальный



Фиг. 2. Схема работы полудискового модулятора

случая, когда полудиск вообще не экранирует пятно изображения ($\varepsilon > r$).

Для определения относительного числа импульсов фототока $\Delta m_1/N_{\max}$, выделяющихся на нагрузке ФЭУ за один оборот при каком-либо рассогласовании ε_1 , необходимо вычислить интеграл

$$\frac{\Delta m_1}{N_{\max}} = \int_0^T \frac{N_{\varepsilon_1}(t)}{N_{\max}} dt = \int_0^T \frac{S_{\varepsilon_1}(t)}{S_{\max}} dt. \quad (3)$$

Из сказанного выше и фиг. 2 отношение

$$\frac{S}{S_{\max}}(t) = A + a_1 \sin \omega t, \quad (4)$$

где $A = 0,5$, $\omega = 2\pi/T$ и $a_1 = 0,5 \varepsilon_1/r$.

Из фиг. 2 следует, что при суммировании импульсов фототока в течение первой половины оборота полудиска и вычитании их в течение второй половины в сумматоре накопится число импульсов (рассогласование) $\Delta m_1/N_{\max}$, пропорциональное заштрихованной площади. Количественно величина $\Delta m_1/N_{\max}$ может быть определена из выражения

$$\frac{\Delta m_1}{N_{\max}} = \int_0^{\frac{T}{2}} [A + a_1 \sin \omega t] dt - \int_{\frac{T}{2}}^T [A + a_1 \sin \omega t] dt = \frac{4a_1}{\omega}. \quad (5)$$

Если за время накопления модулятор делает n оборотов, то число импульсов, накопленное в сумматоре, будет равно

$$\frac{\Delta m_{1H}}{N_{\max}} = \frac{4a_1}{\omega} n. \quad (6)$$

Выражая множитель a_1 через рассогласование ε , получим

$$\frac{\Delta m_{1H}}{N_{\max}} = \frac{4n}{\omega} 0,5 \frac{\varepsilon_1}{r} = \frac{2n\varepsilon_1}{\omega r}. \quad (7)$$

Подставляя различные значения ε в выражение (7) и деля результаты на время накопления τ_H , можно построить характеристику полудискового модулятора $\Delta m_H/N_{\max}\tau_H = f(\varepsilon)$ в предположении, что за время накопления величина рассогласования остается постоянной. Аналогично вырабатывается сигнал рассогласования и по второй оси, только суммирование

там происходит в интервалах времени $0 < t < T/4$ и $3/4 T < t < T$, а вычитание при $T/4 < t < 3/4 T$, как и обозначено на фиг. 2. Если за время накопления светящийся объект перемещается с равномерной скоростью, то построение характеристики $\Delta m_n / N_{\max} \tau_n = f(\epsilon)$ можно произвести по формулам (6) и (7), предполагая, что в течение одного оборота модулятора амплитуда остается неизменной, равной среднему значению. Это вполне допустимо, так как следящие системы с накоплением целесообразно применять лишь там, где скорости возмущений малы. В этом случае в течение первого оборота амплитуда

$$a_1 = (a + \Delta a/2) + 0,$$

за второй оборот

$$a_2 = (a + \Delta a/2) + \Delta a,$$

$$\dots \dots \dots$$

(8)

за n -й оборот

$$a_n = (a + \Delta a/2) + (n - 1) \Delta a,$$

где a — амплитуда в момент начала накопления, Δa — полное изменение амплитуды за один оборот модулятора. За время накопления в этом случае согласно формулам (6) и (8) в сумматоре запишется число импульсов

$$\frac{\Delta m_n}{N_{\max}} = \sum_{i=1}^n \frac{4}{\omega} a_i = \frac{4}{\omega} n \left(a + n \frac{\Delta a}{2} \right). \quad (9)$$

Принимая во внимание, что $\omega = 2\pi/\tau_n$ и $\Delta a = \dot{a}\tau_n/n$, получим

$$\frac{\Delta m_n}{N_{\max}} = \frac{2\tau_n}{\pi} \left(a + \frac{\dot{a}}{2} \tau_n \right), \quad (10)$$

где τ_n — время накопления, $\dot{a}$ — скорость изменения амплитуды a .

Выражая величину a через рассогласование, получим

$$\frac{\Delta m_n}{N_{\max}} = \frac{2\tau_n}{\pi} \left(0,5 \frac{\epsilon}{r} + \frac{\dot{a}}{2} \tau_n \right) = A_1 \frac{\epsilon}{r} + B, \quad (11)$$

где $A_1 = \tau_n/\pi$ и $B = \dot{a}\tau_n^2/\pi$.

Во время накопления движение светящегося объекта может происходить как в сторону увеличения рассогласования, так и в сторону уменьшения его. Поэтому выражение $\Delta m/\tau_n N_{\max} = f(\epsilon)$ окончательно имеет вид:

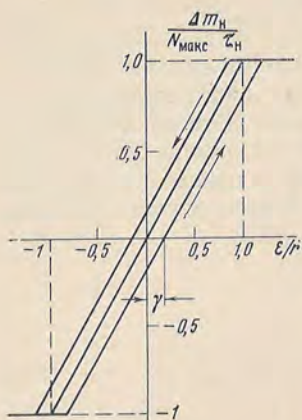
$$\frac{\Delta m_n}{\tau_n N_{\max}} = \left(A_1 \frac{\epsilon}{r} \pm B \right) \frac{1}{\tau_n}. \quad (12)$$

Формула (12) показывает, что в случае заметного перемещения светящегося объекта за время накопления имеется неоднозначность характеристики полудискового модулятора. Погрешность, вызванную этим явлением, легко определить, приравняв нулю выражение (12):

$$\gamma = \frac{\epsilon}{r} = \frac{B}{A_1} = \frac{\dot{a}\tau_n^2\pi}{\pi \cdot \tau_n} = \dot{a}\tau_n. \quad (13)$$

Последнее обстоятельство следует учитывать при выборе времени накопления. В качестве иллюстрации на фиг. 3 приведены характеристики полудискового модулятора для режима счета фотонов; предполагалось, что $\dot{a} = 0'',05 \text{ сек}^{-1}$ и $\tau_n = 3,72 \text{ сек}$.

На базе полудискового модулятора [4] в Институте электромеханики была разработана фотоэлектрическая следящая система с накоплением



Фиг. 3. Характеристика измерительного устройства с полудисковым модулятором

сигнала рассогласования для автоматического гидирования телескопов. Эта система имеет разнесенные во времени периоды накопления сигнала рассогласования и отработки. В ней на накопление отводится 128 оборотов полудиска модулятора, вращающегося с частотой 37,5 гц.

Отсюда время накопления $\tau_n = 128 \cdot 1/37,5 = 3,42$ сек.

Количество импульсов рассогласования, которое может быть накоплено за это время, согласно формуле (7) равно $\Delta m_n = 1,09 N_{\max} \varepsilon / r$, где $r = d/2$ — радиус пятна изображения.

Система рассчитана для работы по световым потокам до 10^{-13} лм, что для ФЭУ-67 соответствует скорости счета $N_{\max} = 120$ имп/сек. Отсюда $\Delta m_{n \max} = 1,09 \cdot 120 = 131$ импульс. При величине $\Delta m_{n \max} = 131$ импульс число разрядов реверсивного счетчика должно быть не менее 8 без учета знакового разряда.

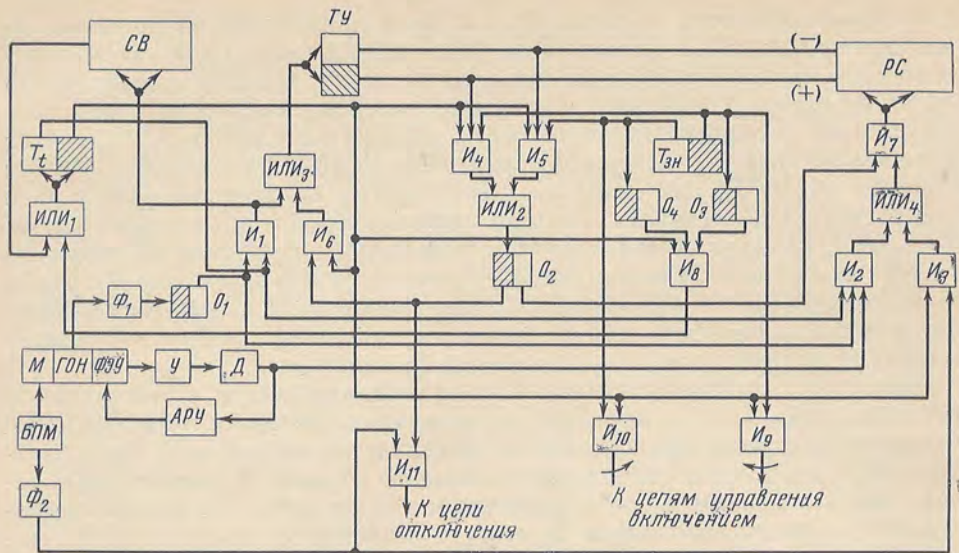
Якорь исполнительного двигателя СЛ-361 в период отработки релейно подключается к сети постоянного тока на время, пропорциональное величине рассогласования Δm_n .

Для пояснения работы логической схемы, обеспечивающей необходимые операции по коммутации двигателя одной из координат, обратимся к фиг. 4.

При вращении полудиска модулятора M и наличии на катоде фотомножителя ФЭУ светового пятна на входе усилителя возникает последовательность импульсов. Эти импульсы после усиления широкополосным усилителем $У$ проходят амплитудный дискриминатор $Д$ и подаются на вход реверсивного счетчика $РС$, который представляет собой основной элемент схемы, выявляющий величину и знак рассогласования. Реверсивный счетчик $РС$ имеет девять двоичных разрядов. Роль бесконтактного реле, отключающего счетчик от входного устройства, выполняет счетчик времени $СВ$, который заполняется импульсами частотой 75 гц. Эти импульсы создаются и формируются устройством Φ_1 из синусоидального опорного напряжения $ГОН$, имеющего частоту 37,5 гц. Счетчик времени имеет восемь двоичных разрядов и после заполнения самопроизвольно сбрасывается на нуль, обеспечивая время накопления 3,42 сек. Переключение шин «сложение» и «вычитание» реверсивного счетчика $РС$ осуществляется посредством управляющего триггера $ТУ$, который запускается теми же импульсами, что и счетчик времени $СВ$.

Реверсивный счетчик в период отработки рассогласования находится в режиме считывания. Считывание записанного в нем числа осуществляется импульсами, имеющими частоту 150 гц, которые поступают из блока питания модулятора $БПМ$ через формирователь Φ_2 . Отрезок времени от начала считывания до его конца и определяет время работы исполнительного двигателя в каждом цикле. Чем больше записанное в счетчике число, тем дольше идет считывание и большее рассогласование обрабатывает исполнительный двигатель. Для нормальной работы схемы необходимо логическое устройство, которое фиксировало бы два состояния реверсивного счетчика — накопление и считывание. Таким устройством является триггер времени T_i , за каждым из двух плеч которого закреплена определенная функция накопления или отработки. Фиксированное состояние триггера времени позволяет осуществлять дальнейшие логические операции.

Допустим, $РС$ перешел в состояние «накопление». Это значит, что плечо триггера T_i , за которым закреплена функция накопления, имеет высокий потенциал. Этот потенциал, а также импульсы, идущие со схемы форми-



Фиг. 4. Функциональная схема логических операций фотоэлектрической следящей системы с накоплением сигнала рассогласования

рования Φ_1 , поступают на схему совпадений $И_1$, проходят через эту схему и подаются на вход счетчика времени $СВ$. Счетчик начинает отсчет времени накопления. Эти же импульсы одновременно поступают на вход триггера управления $ТУ$, и начинается переключение шин счетчика со сложения на вычитание и т. д. в зависимости от пространственного положения полудиска модулятора $М$.

Важным с точки зрения правильной работы реверсивного счетчика является предварительная установка триггера управления в любое из двух устойчивых состояний с последующим вводом сигнальных импульсов на его вход. Для этой цели пришлось ввести задержку импульсов на устройствах типа «одновибратор» (O_1 и O_2), чтобы на время переходного процесса на шинах управления входной сигнал $РС$ прерывался. При отсутствии этих устройств счетчик сбивается.

Рассмотрим случай, когда период накопления закончен и необходимо производить отработку. Прежде всего с окончанием накопления импульс со счетчика времени поступает через схему $ИЛИ_1$ на триггер T_1 , и он перебрасывается в положение «отработка». Совпадение на схеме $И_1$, через которую проходили импульсы на схему управления $ТУ$, нарушилось; сигнальные импульсы от входного устройства не поступают на вход, так как нет совпадений на $И_2$. Теперь необходимо подать на $РС$ импульсы считывания с частотой 150 гц. Импульсы 150 гц через схему $И_3$ при положении триггера T_1 «отработка» идут на вход $РС$. Но, поскольку знак записанного в $РС$ числа не определен, считывания может и не произойти. Для определения знака числа, записанного в $РС$, и для постановки триггера управления в нужное состояние (например, при положительном числе — в положение «вычитание», при отрицательном — в положение «сложение») служит схема из двух ячеек $И_4$ и $И_5$ на три совпадения и одновибратора O_2 . Совпадения на схемах $И_4$ и $И_5$ получаются: 1) от плеча «отработки» триггера T_1 как сигнала фиксации положения $РС$, 2) от шин «сложение» и «вычитание» триггера управления, как символа операции, которая сохранится, если подать сигнал на вход реверсивного счетчика, и 3) с плеч триггера знака $ТЭН$, определяющего знак суммы, записанной в счетчике.

Следует несколько подробнее разобрать работу этой логической схемы. Допустим, знак числа в $РС$ положительный, при этом высокий потен-

циал прикладывается к схеме I_4 и второе совпадение от триггера T_1 выполняется на обеих схемах. Теперь все зависит от того, в каком положении находятся шины управляющего триггера. Следует заметить, что эти шины строго закреплены за каждой схемой I_4 и I_5 . Итак, положим, что высокий потенциал присутствует на нижней шине (это значит работает шина «сложение»), тогда все три совпадения имеются на схеме I_4 и сигнал через схему $ИЛИ_2$ поступает на одновибратор O_2 , который, переходя в квазиустойчивое состояние, с одной стороны, подает сигнал через схемы I_6 и $ИЛИ_3$ на переключение триггера управления в состояние «вычитание», а с другой стороны, запирает (на 10—20 мсек) вентиляющую схему I_7 , чтобы не допустить сбоя $РС$ во время переходных режимов на шинах управления. Аналогично происходит работа этого узла при любых других сочетаниях состояний триггера знака и управляющего триггера.

Поскольку процесс отработки всегда заканчивается срабатыванием триггера знака $T_{3н}$, то сигналом для окончания отработки и служит переключение знакового разряда. Это осуществляется схемой двух одновибраторов O_3 и O_4 , которые нарушают совпадение в схеме I_8 только при перемене знака. Сигналы в схему включения исполнительного двигателя поступают со схемы совпадения I_9 и I_{10} в зависимости от знака числа, записанного в $РС$. Вторым условием совпадения схем I_9 и I_{10} является сигнал «отработка» с соответствующего плеча триггера T_1 .

Сигналом на отключение двигателя служит первый из импульсов 150 μ , поступивших на схему I_{11} после начала накопления (после установки триггера T_1 в положение «накопление»).

Так как $\Delta m_{н\max} = 131$ импульс, а считывание ведется с частотой $f_{с4} = 150$ μ , то максимальное время отработки $t_{отр\max} = \Delta m_{н\max}/f_{с4} = 131/150 = 0,873$ сек и максимальное время всего цикла работы системы $t_{ц\max} = \tau_n + t_{отр\max} = 3,42 + 0,873 = 4,3$ сек.

Для того чтобы скорость счета $N_{\max}$ оставалась практически неизменной, при увеличении яркости объекта слежения в системе используется блок АРУ [5], который путем изменения напряжения питания ФЭУ поддерживает на постоянном уровне величину $N_{\max}$. В качестве ключей, релейно подключающих и отключающих двигатель от сети питания, использованы тиристоры, управляемые импульсами, поступающими от схем совпадения I_{11} , I_{10} , I_9 . Передаточное число редукторов выбрано из условия, чтобы при максимальном накопленном рассогласовании ($\Delta m_{н\max} = 131$ импульс) за время отработки исполнительная ось поворачивалась на угол, несколько меньший (на 30%), чем истинная угловая ошибка.

Описанная фотоэлектрическая следящая система прошла как лабораторные, так и натурные исследования (в КрАО АН СССР на 16" телескопе). Для системы был использован оптический гид с входным отверстием 150 мм, а контроль качества слежения производился по фотографиям, получаемым в поле основного телескопа. Применение фотогида с накоплением позволило на 2—3 звездные величины (почти на порядок) улучшить порог чувствительности по сравнению с непрерывной фотоследящей системой. Так, непрерывная следящая система в тех же условиях могла работать только по звездам до 7^м, а система с накоплением — вплоть до 9—10^м. При этом, даже при использовании редуктора с неоптимальным передаточным числом, ошибка гидирования не превышала 0,2—0,4 диаметра изображения звезд, который в среднем составил 2—3". Эти первые испытания показали, что фотоследящие системы с накоплением сигнала рассогласования могут с успехом применяться в тех устройствах, где скорости возмущения малы и где слежение ведется по очень слабым световым объектам.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. Электронные умножители. М., ГИТТЛ, 1957.
2. П. В. Николаев, И. П. Рожнова, Ю. А. Сабинин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32.
3. П. В. Николаев. Анализ работы фотодатчика с полудисковым модулятором светового потока в системах автоматического ведения телескопов. Сборник работ по вопросам электромеханики, вып. 9. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
4. П. В. Николаев, Ю. А. Сабинин. Приборостроение, 1962, № 1.
5. А. Ф. Буров, Н. Н. Беспрозованный, З. Н. Кутева, П. В. Николаев. Поддержание постоянства чувствительности фотоэлектрических следящих систем с накоплением сигнала рассогласования. Сб. «Электропривод и системы управления». М.—Л., изд-во «Наука», 1966.

ХРОНИКА

В течение 1968 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и симпозиумах как у нас в Советском Союзе, так и за рубежом. На XI Пленуме КОСПАР (Токио) были П. П. Добронравин и А. Б. Северный. В IX Нобелевском симпозиуме «Движение в солнечных вспышках» (июнь, Капри, Италия) принимал участие А. Б. Северный. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. М. Шаховской участвовали в Коллоквиуме МАС по неперiodическим явлениям в переменных звездах (сентябрь, Будапешт). Многие сотрудники обсерватории участвовали в Международном симпозиуме по солнечно-земным связям в Научном, в Международном симпозиуме по физике Луны и планет в Киеве, Комиссии по звездной астрономии в Риге, Комиссии по физике звезд и туманностей в Бюракане, Совещании по вспыхивающим звездам в Ленинграде, Пленуме КИСО в Душанбе, Распиренном Пленуме Президиума Астрономического совета АН СССР, Школе молодых астрономов в Тракае, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом, проведения совместных работ, получения материала наблюдений ученые социалистических и капиталистических стран, сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений страны. В обсерватории были сотрудники Главной астрономической обсерватории АН СССР, Главной астрономической обсерватории АН УССР, Одесской, Абастуманской, Бюраканской, Шемахинской, Львовской, Специальной астрофизической обсерваторий, Московского, Киевского, Ленинградского, Уральского, Харьковского, Минского, Ростовского-на-Дону, Томского университетов, Физического института АН СССР, Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, СибИЗМИРАНА, Института электромеханики, Института теоретической астрономии АН СССР, Института физики атмосферы АН СССР, Института физики Земли АН СССР, НИИ ядерной физики МГУ, Института космических исследований АН СССР, НИРФИ, Института физики Земли и атмосферы АН УзССР, Геофизического института АН ГрузССР и др.

Из социалистических стран в обсерватории были следующие ученые.

В. Добричев и Д. Райкова (БНР) заканчивали стажировку в Отделе физики звезд КРАО АН СССР. Обсерваторию посетила сотрудник АН БНР доктор физ.-матем. наук М. Д. Попова, а также болгарский инженер Памукчиев.

Сотрудник Астрономической обсерватории АН Монгольской Народной Республики Хултийн Минсел приехал на шестимесячную стажировку в Отдел физики Солнца обсерватории для изучения методов спектрофотометрических и фотометрических исследований солнечных протуберанцев.

В мае в течение четырех ночей сотрудники Таутенбургской обсерватории (ГДР) Бартль и Нотни вели на 2,6-метровом рефлекторе спектроскопические наблюдения квазаров.

С коротким визитом в обсерватории был Зд. Квиз (ЧССР).

В обсерватории на практике был студент МГУ Б. Калман (ВНР), для получения материала наблюдений приезжал аспирант МГУ Нгуэн Нган (ДРВ), для консультации аспирант Минского университета Кхонг Динь Хонг (ДРВ).

В середине октября в обсерватории проходил Международный симпозиум по солнечно-земной физике, в котором принимали участие ученые из ГДР (Фанзелау, Бём, Бёме, Вайс, Гензе, Ентцеан, Крюгер, Липперт, Лоренц, Тубенхайм, Фельске, Хейцхам, Цумме, Шминдер, Вагнер, Граффе, Гютерт, Леман), ВНР (Бенце, Дежо, Помоди, Флориан, Семереди, Барта, Шаико), БНР (Серафимов, Серафимова, Велинов), Кубы (Пестино, Рейес), ПНР (Яворский).

Из капиталистических стран в обсерватории были следующие ученые.

Астрономы из Франции: Лерой, Видаль (обсерватория Пик дю Миди), Фр. Ле Ге (Ницца), Симон, Лафинер, Бюрньюшон, Курни (Медонская астрономическая обсерва-

тория). Д-р Симон на заседании Ученого совета обсерватории сделал доклад «Методы прогнозирования солнечных вспышек в Медонской обсерватории».

В феврале обсерваторию посетила французская делегация по совместным советско-французским космическим исследованиям.

В апреле в обсерваторию прибыл проф. Мак Кри (Англия). Он выступил с докладом «Некоторые проблемы квазаров».

В краткосрочную командировку в обсерваторию приезжал директор Хелуанской обсерватории (ОАР) проф. Али, который сделал доклад об астрономических работах в ОАР.

В июле в течение месяца в обсерватории работал руководитель астрофизических работ Чилийской национальной обсерватории д-р Сток. Он сделал доклад «Галактические исследования и звездная астрономия».

Обсерваторию также посетили ученые США: д-р Говард, выступивший с докладом на Ученом Совете «Последние результаты о солнечных магнитных полях», д-р Вилкокс, тема его доклада «О связи солнечных и межпланетных магнитных полей». С краткосрочным визитом обсерваторию посетил заведующий отделом внеземной физики Годдардовского центра космических полетов д-р Несс, сделавший доклад «О структуре межпланетных магнитных полей».

27 сентября в обсерваторию прибыла с однодневным визитом группа японских любителей астрономии.

В заграничные командировки также выезжали: А. Б. Северный, который был приглашен Академией наук Швеции для чтения лекций, и Ю. И. Нешпор, в течение 3,5 месяца находившийся в экспедиции по исследованию ионосферы на корабле «Академик Курчатов».

В ноябре 1968 г. А. Б. Северный был избран действительным членом Академии наук СССР (академиком).

А. А. Боярчук защитил диссертацию на степень доктора физико-математических наук, Б. М. Владимировский и Э. А. Витриченко защитили кандидатские диссертации.

В 1968 г. вышел из печати XXXVIII том «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР». Подготовлен и сдан в издательство «Наука» настоящий XLI—XLII том.

Движение деталей тонкой структуры в полутени солнечных пятен. Стешенко Н. В., Щербачев А. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 3.

Снимки солнечных пятен, полученные в дни с отличными изображениями и малыми дрожаниями ($<1''$), а также снимки, опубликованные Даниэльсоном, использованы для измерения движений элементов тонкой структуры в полутени пятен в проекции на картинную плоскость. Найдено, что детали полутени не имеют постоянно направленных движений со скоростью ≥ 2 км/сек. Наблюдаются движения типа пульсаций в радиальном направлении, вдоль ориентации тонкоструктурных элементов полутени. Зарегистрированные смещения деталей полутени происходили в течение короткого интервала времени (порядка минуты) со скоростью около 4—8 км/сек; в течение следующих нескольких минут ($\sim 10^3$) направление движения большинства деталей менялось на обратное.

Эти выводы хорошо согласуются с данными о сложной и быстро меняющейся структуре спектральных линий полутени пятен.

Библ. 13 назв., илл. 10, табл. 1.

Поле скоростей на разных уровнях в активных областях на солнце. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 15.

Изучалось поле скоростей 13 активных областей, находившихся вблизи центрального меридиана. Измерения скоростей проведены на двойном магнитографе по линиям K_2 Ca⁺, H_α , H_β ; H_γ , H_δ , $\lambda 5184$ Å Mg I, D_1 Na I, $\lambda 4227$ Å Ca I, $\lambda 6103$ Å Ca I, $\lambda 5250$ Å Fe I, $\lambda 4808$ Å Fe I.

Показано, что имеется хорошая связь между скоростями на соседних уровнях в активной области. Связь уменьшается с увеличением расстояния между уровнями и исчезает для скоростей, измеренных по H_α и $\lambda 5250$ Å. Наиболее быстрое убывание связи между скоростями наблюдается при переходе от фотосферы к хромосфере. В этой переходной зоне скорости подъема и опускания газа одинаковы и имеют минимальные значения. Вверх и вниз от переходной зоны скорость опускания газа растет с увеличением расстояния быстрее, чем подъема.

Библ. 10 назв., илл. 5, табл. 2.

Некоторые виды движений в хромосферных вспышках. Огирь М. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 25.

По H_α -кинофильмам рассмотрены движения во вспышках на диске и на лимбе. 1. Показано, что движение ярких струй из двух узлов вспышки направлено навстречу друг другу вплоть до соединения с образованием петли. Петля может высветиться или вытянуться вверх с разделением на две раздвигающиеся ветви. Движение может происходить и только от одного узла к другому. Петли, возникшие при таком движении, опускаются вниз.

2. Во вспышках в протуберанцах движение часто направлено в сторону от протуберанца. Оно начинается с выталкивания яркого сгустка. Одновременно происходит и оседание узла вспышки вниз. Наблюдается также развитие вспышки в виде распространения свечения по всей длине протуберанца.

3. Отмечается расширение и последующее сжатие ярких узлов вспышек, возникших над лимбом. Наблюдается также растекание яркого узла по дуге.

4. Если оба узла вспышки возникают по обе стороны от волокна, то их вытягивание имеет вид взаимного удаления.

5. Делается предположение о том, что системы петельных протуберанцев при сильных вспышках образуются вследствие движения материи из каждой вспышечной ленты навстречу друг другу.

6. Отмечается строение узлов вспышек, выбросов и петель в виде двух деталей.

7. Предлагается разделение движений во вспышках на два вида: 1) внутренние движения, присущие данному вспышечному образованию, в целом, и 2) движение типа взаимодействий.

Библ. 27 назв., илл. 11.

О развитии вспышки на краю диска солнца 11 июля 1966 года. Бабин А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 45.

Описывается развитие вспышки на западном краю Солнца по монохроматическим наблюдениям в свете H_α . В процессе эволюции вспышки наблюдается подъем яркого волокна у основания вспышки со скоростью ~ 10 км/сек, а затем его раздвоение.

Обнаружено «выталкивание» плазмы из вспышки в двух противоположных направлениях: на север и от фотосферы на переднем конце вспышки и в противоположную сторону из хвостовой части вспышки.

Наблюдается кратковременное поярчение в основании вспышки, а спустя ~ 45 сек. скорость переднего фронта вспышки внезапно увеличивается с 40 до 160 км/сек (ускорение до 10^6 см/сек²). Если оба явления вызваны невидимым агентом, распространявшимся вдоль вспышки, то его скорость $\sim 10^3$ км/сек.

Обращается внимание на необычное поведение линии K_{232} Ca II в некоторых узлах вспышки, которые видны яркими (по сравнению с невозмущенным диском Солнца у края) на водородных спектрогелиограммах и темными (или почти не видны) на кальциевых. Сделана попытка объяснить этот эффект значительно большей шириной линии H_α во вспышке [по сравнению с K_{232} Ca II и доплеровским смещением эмиссии вспышки]. Приводятся аргументы в пользу реальности сдвига эмиссии вспышки в синюю сторону (сходный вид вспышки в K_{232} Ca II и в красном крыле H_α).

На поздних этапах развития вспышка показывает тонкую струйчатую (волокнистую) структуру.

Библ. 7 назв., илл. 3.

Сопоставление радиоизлучения на волнах 10 см и 1,5 м с некоторыми деталями хромосферной вспышки 11 июля 1966 года. Юровский Ю. Ф., Бабин А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 53.

Рассмотрены всплески радиоизлучения на волнах 10 см и 1,5 м, сопровождавшие хромосферную вспышку 11 июля 1966 г. Выяснено, что первый импульсный всплеск на $\lambda = 10$ см произошел в начальной стадии вспышки во время нарастания яркости в линии H_{α} . Второй всплеск с постепенным нарастанием интенсивности генерировался во время бурного развития вспышечного выброса. Появление «отрицательного» всплеска в сантиметровом диапазоне в заключительной фазе события связано, по-видимому, с прохождением осаждавшейся материи выброса через уровень $30 \cdot 10^3$ км. На волне 1,5 м детального соответствия между моментами возникновения отдельных всплесков и динамическими особенностями вспышки не обнаружено.

Библ. 22 назв., илл. 2.

Изменение во времени поля фотосферных скоростей в активной области. Гопасюк С. И., Карташова Л. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 59.

Исследовался характер изменения со временем поля фотосферных скоростей в развитой активной области. Измерения лучевых скоростей выполнены на магнитографе в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. Использовались записи 2, 3, 5—7.IX 1961 г., когда активная область проходила по солнечному диску от 30° E до 42° W. Для каждого дня имелось от 6 до 9 серий записей, соответствующих 6—7 час. наблюдений.

Изучение материала позволило обнаружить два участка в активной области, в которых (в среднем по площади) наблюдались колебания скорости с периодом 8 час. Эти участки в течение всех дней наблюдений совпадали с сильными магнитными полями лидера и хвостовых пятен. Колебания в области магнитных полей лидера были в противофазе с колебаниями в области хвостовых пятен.

Библ. 15 назв., илл. 4.

Магнитное поле и электрические токи униполярного солнечного пятна. Котов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 67.

На крымском магнитографе в большом униполярном пятне получены записи продольного поля $H_{\parallel}$ в линии H_{α} и полного вектора H одновременно в двух линиях: $\lambda 4808$ Fe I и $\lambda 6102,7$ Ca I. Продольное поле в хромосфере сравнимо с фотосферным. В центральной области размером порядка секунды дуги вектор H вертикален на обоих фотосферных уровнях. Отмечено появление большого $H_{\perp}$ внутри пятна и сильное (до 90°) вращение $H_{\perp}$ с глубиной в отдельных местах пятна. Значительная азимутальная составляющая на обоих уровнях указывает на закрученность поля по часовой стрелке. Градиент $\partial H_{\parallel} / \partial z$, найденный из уравнения $\operatorname{div} H = 0$, в центре пятна $\sim 0,6$ гс/см. Анализ градиентов показывает, что, видимо, лучше всего наблюдениям соответствуют прозрачные модели пятна. Плотность вертикального электрического тока $j_z \sim 10^3 \div 10^4$ CGSE. В среднем значения j_z на уровне $\lambda 6102,7$ вдвое меньше, чем на уровне $\lambda 4808$. Полные токи, текущие вверх и вниз, компенсируют друг друга на обоих уровнях. Поперечный ток ($j_{\perp} \sim 10^4$ CGSE), структура которого представляет изогнутую вокруг оси пятна токовую петлю, течет в основном перпендикулярно $H_{\perp}$. Из распределения электромагнитной силы $f = j \times H/c$ следует, что в горизонтальной плоскости существует сдвиговое напряжение, направленное в основном по долготе. В пятне преобладает сила f_z , направленная вниз, чему соответствует преимущественное опускание газа, наблюдавшееся по линии $\lambda 6102,7$.

Библ. 35 назв., илл. 17, табл. 4.

Вертикальное распределение напряженности магнитного поля в ядре солнечного пятна. Гусейнов М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 89.

По 34 фраунгоферовым линиям определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H на разных глубинах на уровне фотосферы ($\tau = 0,007 \div 0,130$) в центральной части ядра пятна среднего размера. Все использованные линии поглощения являются триплетами Зеемана, для которых известны средние оптические глубины образования в невозмущенной фотосфере. Изучаются соотношение между H и роуландовской интенсивностью линий поглощения в пятне I_R , потенциалом возбуждения нижнего уровня линий P_B и средними оптическими глубинами линий τ . Связи между H и I_R , P_B слабы, имеется большой разброс точек. Связь между H и τ хорошая; напряженность поля от $H = 2200$ гс при $\tau = 0,010$ сначала растет с глубиной достигая $H_{\max} = 2665$ гс при $\tau = 0,060$, затем уменьшается до $H = 2480$ гс при $\tau = 0,130$. Вычислены вертикальные градиенты напряженности магнитного поля $\partial H / \partial h$ по моделям Мисара ($0,3 \leq |dH/dh| \leq 0,5$ гс/см) и Матига ($3,0 \leq |dH/dh| \leq 6,0$ гс/см). Найдено, что dH/dh меняется с глубиной.

Рассмотрение вертикальных градиентов dH/dh для разных пятен показало, что значение dH/dh меняется со временем, для молодых пятен dH/dh значительно больше, чем для старых. Обнаружено, что наибольшие значения dH/dh соответствуют фазе наибольшей вспышечной активности группы пятен (но этот результат предварительный, и требуются дальнейшие наблюдения).

Библ. 28 назв., илл. 5, табл. 2.

Магнитные поля и протонные вспышки 6 июля и 2 сентября 1966 года. Зверева А. М., Северный А. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 97.

На основании изучения большого числа записей магнитных полей групп, давших протонные вспышки 7.VII и 2.IX 1966 г., получены следующие результаты. Градиенты поля, магнитная энергия и магнитный поток возрастают перед вспышкой, после вспышки возвра-

падают к исходным значениям. Перед вспышкой появляется большой поток магнитной индукции через всю активную область, дающий э.д.с. 10^6 (для малых) и более 10^9 в (для протонных) вспышек. Для приведения этой э.д.с. в соответствие с той, которая следует из измеренных токов (по градиентам магнитного поля), следует проводимость солнечной плазмы понизить до значений 10^8 — 10^9 .

Подтверждены результаты многих предшествовавших работ о связи вспышек с линией H_{β} = 0, о появлении вспышек в местах большого градиента поля со специфической его конфигурацией («скрещения» поперечных полей).

Не найдено никакой связи положения вспышек с реальными нейтральными точками, где полная напряженность $|H|$ = 0. Положения ярких узлов вспышек тесно связаны с местами наибольшей плотности электрического тока. Отмечено, что данные измерений, вызывая трудности теории нейтральных точек, свидетельствуют в пользу теории Альвена — разрыва токового шнура.

Библ. 56 назв., илл. 29, табл. 8.

УДК 523.75

Магнитные поля на различных уровнях в активных областях на солнце. Ц а п Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 158.

Проводится сопоставление напряженностей продольных магнитных полей, записанных на разных уровнях на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Показано, что между напряженностями продольных магнитных полей, измеренными на разных глубинах в активных областях на Солнце, существует тесная связь.

Отмечено, что связь между поперечными полями на разных глубинах немного хуже, чем между продольными.

Библ. 18 назв., илл. 6, табл. 2.

УДК 523.746

Пространственная неоднородность проводимости и бессильные магнитные поля. I. Г о п а с ю к С. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 168.

Проводилось изучение влияния пространственной неоднородности проводимости на структуру бессильного магнитного поля. На основании уравнений Максвелла и обобщенного закона Ома показано, что при неоднородной проводимости структура магнитного поля не является полностью бессильной. Магнитное поле может быть чисто бессильным только при постоянной проводимости. Для случая постоянной проводимости было получено общее решение уравнения для бессильного магнитного поля с азимутальной симметрией, а также найдены оба интеграла силовых линий магнитного поля. Из решения следует, что напряженность магнитного поля убывает с высотой по экспоненте.

Библ. 5 назв.

УДК 523.746

О градиенте давления и прозрачности в пятне. Б а р а н о в с к и й Э. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 174.

Получены контуры линий D_{λ} Na I и $\lambda 5173$ Mg I для пяти пятен. По крыльям этих линий определена величина и градиент газового давления. Температура и электронное давление найдены по эквивалентным ширинам слабых линий нейтральных элементов. Вычислялась также прозрачность пятен, и исследовалось влияние дополнительного поглощения в непрерывном спектре на прозрачность.

Полученный градиент газового давления оказался выше, чем градиент в моделях Минара и Маттига. Прозрачность, вычисленная для модели без дополнительного поглощения, оказалась несколько ниже прозрачности в модели Минара. Модель получается более прозрачной, если для вычислений берется коэффициент непрерывного поглощения больший, чем коэффициент поглощения отрицательных ионов водорода.

Библ. 8 назв., илл. 4, табл. 3.

УДК 523.774

К вопросу о вычислении функций вклада. Д у б о в Э. Е. Изв. Крымск. астрофиз. obs., 1970, 41—42, 180.

Обсуждается вопрос о сравнении различных видов функции вклада. По мнению автора, для определения глубин образования излучения в частоте линии и для интерпретации спектрограмм наиболее удобна функция, характеризующая вклад различных слоев в величину остаточной интенсивности $I_{\nu}/I_0 = 1 - g_{\nu}$, т. е. функция вклада, которая названа автором F_{ν} . Часто применяемое при вычислении функций вклада интегрирование по частям несколько меняет физический смысл функции вклада и приводит к сравнительной недооценке или переоценке роли различных слоев в образовании доходящего до наблюдателя излучения в спектральной линии (особенно в крыле). Вычислены различные функции вклада для нескольких значений $\Delta\lambda$ трех линий Fe I и одной линии Mg I. Определены соответствующие глубины образования излучения.

Отмечено, что распределение яркости на спектрограммах, по которому можно судить о структуре в различных частях солнечной атмосферы (распределение скоростей, более горячих или более плотных элементов), может отражать структуру двух различных слоев одновременно. Иногда эти слои могут быть разделены слоем, практически не дающим доходящего до нас излучения в рассматриваемой частоте. Таким образом, кванты одной и той же частоты могут нести информацию о структуре двух различных слоев атмосферы в зависимости от того, образованы ли они в результате «связанно-связанного» перехода, или это кванты «непрерывного» перехода.

Библ. 14 назв., илл. 5, табл. 4.

Описание и исследование горизонтального солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 494.

Приводится оптическая схема и основные характеристики горизонтального солнечного телескопа, изготовленного в Крымской астрофизической обсерватории. Телескоп позволяет работать с одной из двух систем.

1) $d/f = 1 : 135$, $d_{\odot} = 300$ мм, разрешение $0''$, 5.

2) $d/f = 1 : 55$, $d_{\odot} = 110$ мм.

В спектрографе можно использовать схему с дифракционной решеткой с концентрацией света в IV—V порядках и дисперсией $0,35 \text{ \AA/мм}$ в IV порядке или схему с решеткой-аппетеле, позволяющей получить весь видимый спектр за одну экспозицию на одной пластинке в виде 35 полосок, с дисперсией $0,5\text{--}0,3 \text{ \AA/мм}$. Описываются также результаты исследования телескопа и спектрографа.

Библ. 2 назв., илл. 6.

УДК 537.591

Оценка потоков γ -квантов с энергией $5 \cdot 10^{12}$ эв от некоторых небесных объектов. Владимирский Б. М., Степанян А. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 498.

Приведены результаты оценки для ряда объектов потоков γ -квантов с энергией $E \geq 5 \cdot 10^{12}$ эв, связанных с тормозным излучением и обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов. Для остатков вспышек сверхновых типа I потоки составляют 10^{-11} — $10^{-13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, для остатков вспышек сверхновых типа II и некоторых радиогалактик — 10^{-13} — $10^{-16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Оценивается вероятность обнаружения источника γ -квантов, связанного со вспышками сверхновой, новой и эруптивной звезд. Если для наблюдения γ -квантов использовать технику счета черенковских вспышек, реально возможность и обнаружения вспышки γ -излучения для близко расположенной новой (< 1000 пс) и для эруптивных звезд (< 30 пс).

Библ. 9 назв., табл. 1.

УДК 523.745

Каталог вспышек с космическими лучами, поглощение в полярной шапке и всплески солнечного радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Левицкий Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 203.

На основании детального анализа значений минимальных частот отражения радиоволн ($f_{\min}$), полученных на многих высокоширотных ионосферных станциях как в северной, так и в южной полярных шапках, а также на основании данных о солнечных протонах, опубликованных в литературе, составлен каталог вспышек космических лучей (к. л.) от Солнца с энергией от нескольких Мэв до десятков Бэв за период 1859—1964 гг. Каталог включает около 300 случаев возрастания интенсивности солнечных к. л., а также сведения о хромосферных вспышках, радиовсплесках и геомагнитных бурях, связанных с этими событиями.

Рассматривается связь возрастаний интенсивности к. л. от Солнца с геомагнитными бурями с SC и радиовсплесками в диапазоне 3—10 см. Делается заключение, что: а) генерация протонов с энергией ≥ 10 Мэв имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках; б) существует зависимость между потоком протонов, генерированных во вспышке, и энергией (и интенсивностью) соответствующего ей радиовсплеска в сантиметровом диапазоне; в) корреляция между потоком к. л. и радиоизлучением ($\lambda 3\text{--}10$ см) нарушается, когда Земля находится в экваториальной зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты.

Библ. 43, илл. 9, табл. 4.

УДК 537.591.5

Суточная вариация космических лучей в 1962 и 1964—1965 годах. Панкратов А. К. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 230.

Путем гармонического анализа направленной интенсивности космических лучей (к. л.) получены значения амплитуды и фазы суточной вариации за август — декабрь 1962 и 1964—1965 гг. в наклонной компоненте за январь 1964 — апрель 1965 гг. в жесткой компоненте к. л.

Качественный анализ полученных данных, а также аналогичных данных за период МГГ и данных подземных измерений показал, что в годы минимальной солнечной активности наблюдаются значительные изменения в геометрии области модуляции к. л. в направлении к высоким гелиоширотам.

Библ. 21 назв., илл. 2, табл. 4.

УДК 523.745

Об особенностях межпланетной плазмы и магнитного поля в плоскости солнечного экватора. Владимирский Б. М., Левицкий Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 240.

Реальность обнаруженной ранее аномалии в распространении солнечных космических лучей (к. л.) в зоне солнечного экватора ($\pm 2^\circ$ гелиошироты) подтверждается при исследовании вариаций галактических к. л. Показано, что скорость солнечного ветра в экваториальной зоне в среднем меньше, чем на более высоких гелиоширотах. Уменьшение конвективного выноса частиц галактических к. л. в экваториальном слое приводит к появлению полугодовых вариаций интенсивности. Радиальная компонента суточной анизотропии по направлению к Солнцу в экваториальной зоне возрастает. Одновременно несколько увеличивается и азимутальная составляющая, так что амплитуда солнечно-суточной вариации в зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты примерно на 15—20% выше, чем на более высоких гелиоширотах. Обнаружено, что среднее запаздывание внезапного начала магнитной бури по отношению к началу оптической вспышки зависит от расположения вспышки и Земли относительно экваториального слоя. Если ударный фронт пересекает экваториальный слой или распространяется вдоль него, запаздывание возрастает на 4—10 час. Эффект может быть истолкован как указание на более высокую (в среднем) плотность межпланетной плазмы в экваториальной зоне.

Библ. 23 назв., илл. 5.

УДК 523.164.4

Наблюдения радиисточника 3С 273 на волне 8,2 мм с применением мазера. Ефанов В. А., Загатын В. И., Моисеев И. Г., Мисежников Г. С., Штейншлейгер В. Б. Изв. Крымской астрофиз. об., 1970, 41—42, 248.

Описана методика и приводятся результаты наблюдений квазара 3С 273 на волне 8,2 мм, проводившихся на 22-метровом радиотелескопе КРАО АН СССР в октябре 1968 г. В качестве приемника использовался радиометр с квантовым парамагнитным усилителем на входе. Применение мазера позволило реализовать чувствительность $(0,07 \div 0,09)^\circ \text{K}$ при $\tau = 1^s$.

В результате усреднения ряда записей излучения источника 3С 273 определен его поток, который составил $(50 \pm 1,5) \cdot 10^{-26} \text{ ат/м}^2 \cdot \text{гу}$. По сравнению с ранее проводившимися на РТ-22 измерениями плотности потока намечается тенденция к спаду интенсивности излучения за период с апреля 1968 по октябрь 1968 г., а за период с октября 1967 по апрель 1968 г. эффект перемены в излучении с точностью до ошибок измерений отсутствует.

Библ. 8 назв., илл. 6.

УДК 523.164.32

Наблюдения радиоизлучения солнца на волне 3,15 см на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 253.

Излагаются некоторые результаты наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 3,15 см. Рассмотрена связь между радиояркостью локальных источников и площадями групп солнечных пятен. Для этой цели использованы также литературные данные на волнах 1,75; 7,5 и 21 см.

Оказалось, что изменение плотности потока радиоизлучения на волне 1,75 см связано главным образом с «истинной» площадью группы пятен, а на волнах 7,5 и 21 см — с видимой площадью пятен. Это подтверждает тот факт, что в первом случае радиоисточник является оптически тонким, во втором — оптическая толщина источника существенна, благодаря чему имеет место направленность излучения на этих длинах волн. На волне 3,15 см радиоисточник по своим «оптическим» свойствам является как бы промежуточным (ближе к оптически толкому).

Во время солнечной вспышки 29.VIII 1967 г. источник импульсного всплеска возник в стороне от центра локального источника. В двух других случаях — во время всплесков типа медленного подъема и спада аналогичного отклонения источников всплесков от центра локального источника не обнаружено. Делается заключение, что область генерации импульсного всплеска тесно связана с локализацией самой вспышки на диске Солнца. Однако это не означает, что свечение вспышки в H_α и всплеск радиоизлучения возникли точно в одном и том же месте на Солнце. Радиоизлучающая область могла располагаться над областью свечения вспышки в H_α .

Библ. 11 назв., илл. 5, табл. 1.

УДК 522.59

Определение упругих деформаций рефлектора радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Мони Ю. Г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 260.

Описывается метод измерений деформаций поверхности рефлектора радиотелескопа РТ-22. Представлены результаты измерений при различных углах наклона.

Библ. 2 назв., илл. 3.

УДК 523.841

О химическом составе симбиотических звезд. Боярчук А. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 264.

На основании исследования относительных интенсивностей эмиссионных линий найдено, что химический состав туманностей симбиотических звезд AG Dra, Z And, CI Cyg, BF Cyg, AX Per и MN $_{\alpha}$ 328-116 не отличается от химического состава планетарной туманности NGC 7027.

Библ. 15 назв., табл. 5.

УДК 523.84

Трехцветные фотоэлектрические наблюдения Z And в 1962—1967 годах. Белякина Т. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 275.

В 1964—1967 гг. на 64-сантиметровом зеркально-линзовом телескопе Крымской астрофизической обсерватории выполнены трехцветные фотоэлектрические наблюдения Z And в системе, близкой к UBV. Построена сводная кривая блеска в инструментальной системе для периода с 1962 по 1967 г.

Отмечены значительные одновременные колебания блеска Z And во всех наблюдаемых участках спектра; амплитуда колебаний в желтых лучах $2^m,1$, в синих $2^m,6$ в ультрафиолете $2^m,7$.

Установлено, что до J. D. 2438975 наибольшее изменение испытывало излучение в желтой и синей областях спектра, с J. D. 2438998 и до конца наблюдений наибольшее изменение испытывало излучение в ультрафиолетовой области спектра.

Построены треки Z And на двухцветной диаграмме в системе UBV. Качественно установлено, что фотоэлектрические наблюдения находятся в хорошем согласии с гипотезой о сложном строении Z And (M2 III + горячая звезда + газ).

Блеск холодной компоненты не испытывал, по-видимому, значительных колебаний. Блеск холодной компоненты без учета межзвездного поглощения равен в желтых лучах $11^m,0$, блеск горячей компоненты в минимуме 14^m , грубая оценка амплитуды вспышки горячей компоненты в желтых лучах дает 5^m .

Библ. 14 назв., илл. 5, табл. 1.

Спектрофотометрические наблюдения звезды типа WC6 + O6 HD 193793. Галкина Т. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 283.

Дается анализ сложного спектра системы HD 193793 с компонентой WR по 43 спектральным рамкам в областях спектра $\lambda\lambda 3600-4900$ и $\lambda\lambda 5200-7000$ Å. Найдено, что профили линий ионов более низкой степени ионизации имеют почти прямоугольную форму и большую ширину, профили линий ионов более высокой степени ионизации — куполообразную форму и меньшую ширину. При предположении, что оболочка, окружающая звезду, образована вследствие истечения вещества из звезды, делается вывод об ускоренном движении атомов в оболочке наружу (от 1800—2600 км/сек).

Оценены относительные интенсивности 40 эмиссионных линий, а также относительная энергия, излученная в линиях. Найдено, что относительные интенсивности линий He II хорошо согласуются с их теоретическими значениями, рассчитанными для планетарных туманностей при температуре $T_e = 40\,000^\circ$.

Оценены спектральные классы компоненты WC6 + O5.5.

По линиям поглощения компоненты O определена лучевая скорость. Лучевая скорость в интервале двух месяцев показала небольшие колебания в пределах 40 км/сек. Возможный период изменения v_r равен 110 дням или более. Эмиссионные линии не обнаружили заметных смещений по отношению к линиям абсорбционной компоненты.

Библ. 12 назв., илл. 10 табл. 7.

Изучение атмосферы сверхгигантов. II. Количественный анализ γ Cug и ϵ Peg. Зейналов С. К. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 298.

Методом кривой роста проведен анализ физических параметров, которые характеризуют атмосферы сверхгигантов светимости Ib, γ Cug (F8) и ϵ Peg (K2). Использовано восемь спектрограмм изучаемых звезд, полученных в 1964 г. с дисперсией 1,0—2,07 Å/мм в фокусе куде 2,6-метрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Проведено отождествление и определены эквивалентные ширины около 2250 и 2000 линий в области длин волн 3660—6845 Å, для каждой звезды соответственно. Было подтверждено увеличение температуры возбуждения (T_B) со средним потенциалом возбуждения. Температуры возбуждения для нейтральных атомов выше, чем температуры возбуждения ионов. Соблюдается неравенство $T_B < T_{\text{эфф}}$. Найдено, что микротурбулентная скорость для линий ионов в среднем больше, чем для линий нейтральных атомов. Микротурбулентные скорости с увеличением потенциала возбуждения уменьшаются до определенного минимума.

Библ. 23 назв., илл. 5, табл. 3.

Спектрофотометрическое изучение четырех К-звезд. Боярчук М. Е., Войханская Н. Ф. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 342.

По 45 спектрограммам изучены четыре К-звезды: 70 Oph K0 V, ϵ Peg K2 Ib, 61 Cug A K5 V, ξ Cug K5 Ib. Спектры получены на 1220-миллиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в 1966—1967 гг. Дисперсия спектров 33 Å/мм в области $\lambda\lambda 5000-3800$ Å. Получены эквивалентные ширины 280 линий поглощения металлов. Определены турбулентные скорости, температуры возбуждения, электронные давления. Найдено, что звезды 70 Oph, ϵ Peg, 61 Cug A, ξ Cug имеют средние значения $v_t = 2,6; 5,6; 2,6; 5,7$ км/сек; $\Theta_B = 1,07; 1,36; 1,39; 1,57$; $\lg p_e = +1,15; -1,02; +0,30; -1,93$. Сравнение относительного химического состава атмосфер исследуемых звезд показало, что содержание лития в атмосферах 61 Cug A и ξ Cug в 30 раз меньше, чем в атмосферах 70 Oph, ϵ Peg. Содержание Sr, Y, Ba в атмосферах исследуемых звезд в три раза больше, чем в атмосфере Солнца. Относительное содержание остальных элементов не отличается от солнечного.

Библ. 21 назв., илл. 2, табл. 7.

Об измерении поляризации излучения вспышек звезд типа UV Ceti. Ефимов Ю. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 373.

Рассмотрен вопрос о возможности измерения поляризации излучения звезд типа UV Ceti в ходе вспышки, в частности, на ее восходящей ветви. Предполагается, что блеск звезды во время наблюдений меняется по линейному закону. Измеряемая поляризация предполагается плоской и неизменной в течение времени наблюдения. Рассмотрение ведется на основе предположения, что наблюдения проводятся на одноканальном фотоэлектрическом полириметре с модуляцией поляризационной части светового потока с помощью непрерывно вращающегося анализатора поляризации. Для измерения каждого из параметров Стокса используются два канала накопления, переключаемых с помощью опорного сигнала. В качестве накопителей применяются счетчики импульсов.

Получена зависимость ошибки измерения поляризации от условий наблюдения для этого метода измерений при предположении, что основными источниками ошибок являются атмосферные мерцания, дробовой эффект и темновая эмиссия фотокатода фотоумножителя.

На основе полученной зависимости показано, что при использовании такой методики и при определенных требованиях к аппаратуре поляризация излучения некоторых звезд типа UV Ceti может быть измерена на восходящей части вспышки. На примере AD Leo показано, что если поляризация ее излучения во вспышке порядка 1%, то она может быть измерена на телескопе с диаметром зеркала 2,6 м при времени наблюдения 10—20 сек. с ошибкой не хуже 0,2 %.

Библ. 12 назв. илл. 3.

УДК 522.617 + 523.841.13

Наблюдения сверхновых SN 1966 NGC 3198 и SN 1967 NGC 3389 с помощью телевизионной системы. Прокофьев В. В. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 383.

На телескопах АЗТ-7 ($D = 0,2$ м) и МТМ-500 ($D = 0,5$ м) с помощью телевизионной установки в течение трех месяцев наблюдений получено 70 фотографий сверхновых SN 1966 NGC 3198 и SN 1967 NGC 3389. Все снимки сделаны с экспозициями 30 сек. Внутренняя точность одного определения блеска звезд $\pm 0,10 \div 0,15$. Приведены кривые блеска сверхновых.

Библ. 6 назв., илл. 5, табл. 2.

УДК 523.841.9 + 522.617

Телевизионная установка Крымской астрофизической обсерватории и опыт ее применения для наблюдений слабых переменных. Абраменко А. Н., Истомин Л. Ф., Прокофьев В. В., Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 388.

Дано описание телевизионной установки, используемой в Крымской астрофизической обсерватории для наблюдений различных астрономических объектов, в частности слабых переменных с быстрыми изменениями блеска. Высокая чувствительность аппаратуры позволяет получать снимки звезд 16—17^m на телескопе с диаметром зеркала 0,5 м с экспозициями 20—120 сек. Точность одного измерения блеска переменных в среднем не хуже обычной фотографической точности. Начаты регулярные наблюдения короткопериодических переменных в скоплениях. За 20 час. наблюдений получено 850 снимков рассеянного скопления NGC 188. Приведены кривые блеска переменных S 8279 (ER Cep) и S 8280 (ES Cep), принадлежащих к звездам типа W UMa.

Библ. 15 назв., илл. 6, табл. 3.

УДК 523.877

Об автоматизации относительной спектрофотометрии линий. Леушин В. В., Якомов А. А., Русак Н. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 400.

Составлена программа для автоматического вычисления эквивалентных ширин спектральных линий по регистрограммам на диаграммной ленте. Информация с последней (ширина ленты до 305 мм) автоматически вводится в ЭЦВМ «Минск-1» с помощью сконструированного в обсерватории прибора «Графоанализатор». Описываются принципы вычислений, обсуждаются методы обработки спектрограмм без регистрации их на бумажную ленту.

Точность вычислений $\sim 10\%$ для W_λ в области от 0,1 до 0,8 Å и $\sim 1\%$ для области от 1 до 15 Å.

Библ. 9 назв., илл. 3.

УДК 629.195.2/621.397.13

О наблюдениях далеких искусственных космических объектов. Анисимов В. Ф., Браунфельд С. Г., Галкина Т. С., Добронравин П. П., Можжерин В. М., Прокофьев В. К., Черных Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 404.

Описываются три метода определения координат далеких искусственных космических объектов:

- а) фотографирование с экрана электронно-оптического преобразователя;
- б) фотографирование с экрана телевизионной установки;
- в) визуальные наблюдения изображений искусственных космических объектов на экране монитора и определение координат по шкалам пульта управления телескопом.

Показано, что метод визуального наблюдения с непосредственным отсчетом координат дает более точные результаты и требует меньше всего времени для наблюдений.

Библ. 6 назв., илл. 7.

УДК 521.24/621.397.13

Телевизионные наблюдения малой планеты 1566 Икар с 2,6-метровым рефлектором. Добронравин П. П., Можжерин В. М., Прокофьев В. К., Черных Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 416.

Описываются наблюдения малой планеты 1566 Икар во время ее сближения с Землей летом 1968 г. Для наблюдений использовался 2,6-метровый рефлектор в сочетании с телевизионной системой, что позволило видеть Икар на экране монитора и определить его сферические координаты по шкалам пульта управления телескопом методом привязки к звездам. Дается краткое изложение методики и приводятся результаты наблюдения. Сделана оценка точности определения координат, которая оказалась равной $\pm 2 \div 5''$. Всего за одну ночь наблюдения с 12 на 13.VI было определено 50 положений Икара.

Библ. 2 назв., илл. 3, табл. 3.

УДК 522.24.002

Применение ситалла в астрономической оптике. Попов Г. М., Попова М. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 422.

Рассмотрены температурные деформации зеркал из стекла ЛК-5, плавленного кварца, советского материала с коэффициентом теплового расширения, близким к нулю, — ситалла и американского материала CER-VITR. Указано на целесообразность использования ситалла и CER-VITR для зеркал крупных телескопов. Описана методика обработки ситалловых зеркал, разработанная в Крымской астрофизической обсерватории, — для шлифовки ситалла используются каблучные шлифовальники из эпоксидной смолы, для полировки также приме-

няются каблучные полировальники, подвергаемые периодической чистке; вскрывшиеся пузыри необходимо расшлифовывать. Указывается, что эта методика обеспечивает изготовление плоских и сферических поверхностей из ситалла с ошибками не свыше $\lambda/8 \div \lambda/16$ при диаметре до 1,1 м.

Библ. 5 назв., илл. 3, табл. 2.

УДК 522.6/62—503.53

Фотоэлектрическая следящая система с накоплением сигнала рассогласования. Буров А. Ф., Кутева З. Н., Николаев П. В., Макарова Р. К., Сабинин Ю. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 428.

Описывается фотоэлектрическая следящая система с накоплением сигнала рассогласования, поступающего от предельно слабых световых источников. Такая система разработана на базе полудискового модулятора для автоматического гидирования телескопов. Применение фотогида с накоплением позволило на 2—3 звездных величины улучшить порог чувствительности по сравнению с непрерывной фотоследящей системой. Система с накоплением могла работать по звездам 9—10^m при входном отверстии гида 150 мм. Ошибка гидирования не превышала 0,2—0,4 диаметра изображения звезд.

Библ. 5 назв., илл. 4.

Известия Крымской астрофизической обсерватории Том XLI—XLII

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР

Редактор Ю. И. Ефремов
Технический редактор С. Г. Тихомирова и В. Г. Лаут

Сдано в набор 24/III 1970 г. Подписано к печати 4/IX 1970 г. Формат 70×108^{1/16}.
Бумага № 2. Условн. печ. л. 37,8. Уч.-изд. л. 37,9. Тираж 1200. Т-13447.
Тип. зак. № 511. Цена 2 р. 54 к.

Издательство «Наука». Москва К-62, Подсосенский пер., 21.

2-я типография издательства «Наука». Москва, Шубинский пер., 10